

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Святненко Андрія Олеговича

УДК 681.8

ДИСЕРТАЦІЯ

Циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі з внутрішніми екранами

05.09.08 – Прикладна акустика та звукотехніка

Електрична інженерія

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук. .

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник Лейко Олександр Григорович, д.т.н., проф. .

Київ – 2020

АНОТАЦІЯ

Святненко А.О. Циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі з внутрішніми екранами. - На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.09.08 - прикладна акустика та звукотехніка. - Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2020.

Дисертація присвячена розробці теоретичних засад розрахунків та проектування циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішнім екраном з урахуванням взаємодії електричних, механічних та акустичних полів випромінювачів та практичній реалізації цих засад. Розроблені методи дозволяють враховувати вплив конструктивних особливостей перетворювачів на фізичні поля, утворювані випромінювачами в робочому стані.

Автором проведено аналіз конструктивних особливостей побудови випромінювачей та їх вплив на параметри циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішнім екраном. До них відноситься : склад п'єзокераміки, з якого виготовлені активні елементи циліндричного п'єзокерамічного перетворювача з внутрішнім екраном; вид поляризації; фізичні розміри оболонки та екрану перетворювача; фізичні характеристики заповнюючої рідини. Відповідно до наведених конструктивних елементів створена розрахункова модель циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном, обрано метод, вирішені задачі визначення фізичних полів, що взаємодіють між собою під час роботи перетворювача. Розглянута фізична модель екранованого циліндричного перетворювача у випадку виконання екрану у вигляді акустично м'якого циліндричного тіла, поздовжня вісь якого зміщена відносно поздовжньої вісі п'єзокерамічної оболонки перетворювача. Визначальною умовою побудови такого перетворювача є заповнення його внутрішньої порожнини пружним середовищем. Розроблена розрахункова модель циліндричного п'єзокерамічного перетворювача з внутрішнім екраном для режиму випромінювання звуку. Визначені методи розв'язку хвильових задач такого типу, які враховують особливості випромінювання

звучу досліджуваними перетворювачами. До цих особливостей віднесені зв'язаність електричних, механічних та акустичних полів при перетворенні енергії і взаємодія акустичних полів п'єзокерамічної оболонки та екрану при формуванні акустичних полів, обумовлена мноюкратністю відбиття випромінюваних та розсіяних звукових хвиль. Математично ці особливості враховуються сумісним розв'язком системи диференційних рівнянь, до складу якої входять рівняння Гельмгольца, рівняння електромеханічних коливань п'єзокерамічної оболонки та рівняння стану п'єзокераміки.

На базі створеної моделі при використанні методу зв'язних полів в багатозв'язних областях шляхом розв'язку наскрізних задач випромінювання гідроакустичних сигналів циліндричним п'єзокерамічним перетворювачем автором отримані аналітичні співвідношення для опису акустичних, механічних, електричних полів циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішнім екраном. Значна увага приділена процесам: перетворення електричної енергії в механічну, а механічної в акустичну; взаємодії через акустичне поле п'єзокерамічної оболонки і внутрішнього екрану випромінювача; взаємодії процесів перетворення енергії і її випромінювання в оточуючі середовища. Досліджено вплив конструктивних характеристик випромінювача на його фізичні поля.

Досліджені властивості механічних полів випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від конструкційного виконання їх екранів. Встановлено, що при радіально симетричному електричному збудженні циліндричної п'єзокерамічної оболонки випромінювача введення до його складу внутрішнього акустичного екрану обумовлює появу ряду фізичних особливостей формування механічних полів випромінювача. До них відноситься перехід екранованого випромінювача із одномодового стану в багатомодовий при появі несоосності розміщення оболонки і екрана.

Визначені закономірності поведінки частотних і кутових залежностей амплітуд і фаз повної коливальної швидкості та її мод в залежності від : розмірів екранів при сталій відстані між поверхнями оболонки та екрану; від відстані між поздовжніми вісями оболонки і екрану при незмінних розмірах екрану; складу застосованої

п'єзокераміки; фізичних характеристик рідини у внутрішній порожнині випромінювача; розмірів п'єзокерамічної оболонки – її радіусу і товщини. Встановлено, що при малих розмірах екрану заново генеровані власні резонанси заходять далеко вниз в область низьких частот. При екранах середніх розмірів ці нові власні резонанси механічного поля не утворюються в низькочастотній області, а зосереджені в областях резонансній та високочастотній.

Встановлено, що в формуванні закономірностей поведінки акустичних полів випромінювачів з внутрішнім екраном з урахуванням названих вище взаємодій визначальну роль грають такі фізичні фактори як резонансні властивості п'єзокерамічної оболонки та внутрішнього об'єму випромінювача з екраном і степінь асиметрії його побудови. Саме вони створюють умови для появи стоячих хвиль, пов'язаних з нульовою модою коливань п'єзокерамічної оболонки, та складових акустичного поля, утворених наступними за нульовою заново генерованими модами механічного поля екранованого випромінювача. Основні закономірності впливу цих фізичних особливостей на акустичні поля екранованого випромінювача полягають в збагаченні спектру його власних частот і значному поширенні їх в область низьких частот порівняно з власною частотою п'єзокерамічної оболонки в вакуумі без змін розмірів екранованого випромінювача. Кількісні значення цих змін в величинах нових акустичних резонансів та амплітуд акустичного тиску є різними в залежності від характеристик того чи іншого конструктивного фактора. Практичне значення набувають результати досліджень направлених властивостей екранованих випромінювачів. Встановлено, що в областях максимального випромінювання звуку, обумовлених власними резонансами внутрішнього об'єму випромінювача, не змінюються його ненаправлені властивості. В той же час на частотах максимального випромінювання, обумовлених акустичними складовими заново генерованих завдяки асиметрії побудови випромінювача мод коливань, це випромінювання набуває суттєвої направленості. При цьому основна частина акустичної енергії формується в напрямі, протилежному напрямку розміщення внутрішнього екрану.

Встановлені якісні і кількісні впливи названих вище конструкційних параметрів екранованих випромінювачів на такі характеристики їх електричних полів як частотні залежності їх струмів та входних електричних опорів. Показано, що повний струм збудження випромінювача має дві складові: ємнісну і динамічну. В більшості випадків закономірності змін повного струму в широкому діапазоні досліджуваних частот визначаються закономірностями частотних змін динамічної складової електричного струму. Саме динамічна складова електричного струму характеризує ефективність електромеханічного перетворення енергії. Оскільки при радіальній симетрії збуджуючої електричної напруги енергія електричного поля «закачується» в механічне поле лише на нульовій його моді, то зміни в цій моді, пов'язані із виникненням в акустичному полі стоячих хвиль на нульовій моді та мод коливань, наступних за нульовою, яким вона віддає частину своєї енергії, суттєво змінюють частотні залежності збуджуючого електричного струму. Це є результатом значної зв'язаності електричного і механічного полів екранованого випромінювача. Через дослідження входних електричних опорів екранованого випромінювача встановлена спроможність його електричного поля сприйняти електричну енергію від збуджуючого випромінювач генератора. Визначені закономірності частотних залежностей активного, реактивного і повного входних електричних опорів екранованого випромінювача. Встановлені умови, при яких активний входний опір може мати від'ємні значення, а реактивний опір змінювати ємнісний характер на індуктивний.

Експериментальним шляхом підтверджена адекватність запропонованих розрахункових моделей та отриманих чисельних результатів реальним циліндричним п'єзокерамічним випромінювачам з внутрішніми екранами.

Результати дисертаційної роботи впроваджено на Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідропріладів» при виконанні проектних розрахунків циліндричного випромінювача для КНР.

Ключові слова: циліндричний п'єзокерамічний перетворювач, внутрішній акустичний екран, фізичні поля, випромінювання гідроакустичних сигналів.

SUMMARY

Sviatnenko A.O. Cylindrical piezo ceramic transducer with inner baffel. - Manuscript.

Dissertation for Candidate of Science Degree in Specialty 05.09.08 - Applied Acoustics and Sound Engineering. - National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", MES of Ukraine, Kyiv, 2020.

The dissertation is devoted to the development of theoretical principles of calculations and design of cylindrical piezoceramic emitters with an internal baffel, taking into account the interaction of electric, mechanical and acoustic fields of emitters and practical implementation of these principles. The developed methods allow to take into account the influence of design features of transducers on physical fields formed by emitters in working condition.

The author analyzes the structural features of the emitter construction and their influence on the parameters of cylindrical piezoelectric transducers with the inner baffel. These include: the composition of the piezoceramics, which are made of active elements of a cylindrical piezoceramic transducer with an inner baffel, the type of polarization, the physical dimensions of the shell and the baffel of the transducer, the physical characteristics of the filling fluid. In accordance with the given structural elements, a computational model of a cylindrical piezoceramic emitter with an internal baffel was created, a method was chosen, and the problems of determining the physical fields interacting during the transducer operation were solved. A physical model of a shielded cylindrical transducer is considered in the case of a baffel in the form of an acoustically soft cylindrical body, whose longitudinal axis is offset relative to the longitudinal axis of the piezoceramic shell of the transducer. The decisive condition for constructing such a transducer is filling its inner cavity with an elastic medium. A computational model of a cylindrical pie-ceramic transducer with an internal baffel for sound emission mode has been developed. Distinctive methods for solving wave problems of this type, which take into account the peculiarities of sound emission by the transducers under study. These features include the interconnection of electrical, mechanical and acoustic fields during energy conversion and the interaction of acoustic fields of the piezoceramic shell and the baffel in the formation of acoustic fields, due to the multiple reflection of emitted and

scattered sound waves. Mathematically, these features are taken into account by the compatible solution of the differential equation system, which consists of the Helmholtz equation, the equation for the electromechanical oscillations of the piezoceramic shell, and the equation of the piezoceramics state.

On the basis of the created model when using the method of connected fields in multi-connected regions by solving end-to-end problems of radiation of hydroacoustic signals by a cylindrical piezoceramic transducer, the author obtained analytical relations for the description of acoustic, mechanical, electric fields of cylindrical transducers baffel. Much attention is paid to the processes: the conversion of electrical energy into mechanical and mechanical into acoustic; interaction through the acoustic field of the piezoceramic shell and the piezoceramic transducer inner baffel, the interaction of energy conversion processes and their radiation into the environment. The influence of the design characteristics of the emitter on its physical fields is investigated. The properties of mechanical fields of piezoceramic transducers with internal baffels are investigated depending on the construction of their baffels.

It is established that the radially symmetrical electric excitation of the cylindrical piezoceramic shell of the piezoceramic transducer, the introduction of an internal acoustic baffel into its composition causes a number of physical features to form the mechanical fields of the piezoceramic transducer. These include:

- radial symmetry of the mechanical field and formation of only zero mode of its co-ordination of the longitudinal axes of the shell and baffel;
- the transition of the shielded emitter from a single-mode state to multimode when the misalignment of the shell and baffel placement.

As a result of the combined action of these physical features, the spectrum of the oscillations of the mechanical field of the shielded emitter is significantly enriched and extends into the low frequency region compared to the natural frequency of the piezoceramic shell.

The regularities of the behavior of the frequency and angular dependences of the amplitudes and phases of the complete oscillatory velocity and its modes are determined depending on: the sizes of the baffels at a constant distance between the surfaces of the

shell and the baffel; the distance between the longitudinal axes of the shell and the baffel at constant baffel sizes; composition of applied piezoceramics; the physical characteristics of the fluid in the inner cavity of the emitter; the size of the piezoceramic shell and its radius and thickness. It is established that, at small baffel sizes, the newly generated self resonances go far down into the low frequency region. For medium-sized baffels, these new intrinsic mechanical field resonances are not formed in the low-frequency region but concentrated in the resonant and high-frequency regions.

It is established that the physical factors such as the resonance properties of the piezoceramic shell and the internal volume of the emitter with the baffel and the degree of asymmetry of its construction play a decisive role in shaping the behavior of the acoustic fields of the piezoceramic transducers with the internal baffel, taking into account the above interactions. They create the conditions for the emergence of standing waves associated with the zero-mode oscillations of the piezoceramic shell and the acoustic field components formed by the zero-re-generated modes of the mechanical field of the shielded emitter.

The main regularities of the influence of these physical features on the acoustic fields of the shielded emitter are to enrich the spectrum of its natural frequencies and to extend them significantly into the low frequency range compared to the natural frequency of the piezoceramic shell in vacuum without resizing the shielded piezoceramic transducer. The quantitative values of these changes in the values of new acoustic resonances and amplitudes of acoustic pressure are different depending on the characteristics of a particular design factor.

The results of studies of the directional properties of shielded piezoceramic transducers are of practical importance. It has been established that in areas of maximum sound emission due to the intrinsic resonances of the internal volume of the piezoceramic transducer, its non-directional properties do not change. At the same time at the frequencies of maximum radiation due to the acoustic components of the newly generated due to the asymmetry of construction of the oscillator modes of oscillation, this radiation becomes essential. The main part of the acoustic energy is formed in the direction opposite to the direction of placement of the inner baffel.

The qualitative and quantitative effects of the above-mentioned design parameters of shielded emitters on such characteristics of their electric fields as the frequency dependences of their currents and the input electrical resistances have been established. It is shown that the total excitation current of a piezoceramic transducer has two components - capacitive and dynamic. In most cases, the regularities of changes in the full current in a wide range of frequencies studied are determined by the regularities of the frequency changes of the dynamic component of the electric current. It is the dynamic component of electric current that characterizes the efficiency of electromechanical energy conversion. Since, in the case of radial symmetry of exciting electric voltage, the energy of an electric field is "pumped" into a mechanical field only at its zero mode, then the changes in this mode are related to the occurrence of a standing wave at zero mode in the acoustic field and to the modes of oscillations following zero, which it gives off some of its energy, significantly changing the frequency dependences of the exciting electric current. This is the result of the large interconnection of the electric and mechanical fields of the shielded piezoceramic transducer. Through the study of the input electrical resistances of the shielded emitter established the ability of its electric field to perceive electrical energy from the exciter emitter generator. The regularities of the frequency dependences of the active, reactive and complete input electrical resistances of the shielded emitter are determined. The conditions under which active input impedance can have negative values and reactive impedance can be changed to capacitive inductive.

The adequacy of the proposed computational models and the numerical results obtained with real cylindrical piezoceramic transducers with internal baffles was experimentally verified. The results of the dissertation were implemented at the State Enterprise "Kyiv Research Institute of Hydraulic Devices" when performing design calculations of a cylindrical piezoceramic transducer for the PRC.

Key words: cylindrical piezoceramic transducer, acoustic baffle, physical fields, radiation of acoustic signals.

Список публікацій

1. Лейко А. Г., Святненко А. О., Про фізичні поля плоских гідроакустичних антен, утворених з циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з жорсткими екранами у внутрішній порожнині, *Електроника и связь*. 2016. №6. С.44-50. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі (IndexCopernicus)*.
2. Лейко А. Г., Святненко А. О. Фізичні поля плоских гідроакустичних антен, утворених на основі циліндричних перетворювачів з внутрішніми екранами. *Електроника и связь*. 2017. №2. С.66-72. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі (Index Copernicus)*
3. Лейко А. Г., Кандрачук И.В., Святненко А.О. Особенности электромеханоакустического преобразования энергии цилиндрическими пьезокерамическими излучателями с внутренними экранами в составе плоских систем. *Приборы и методы измерений*. 2018. №9(1).С.85-95. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі (Web of Science)*
4. Дереп А.В., Аверичев И.В., Лейко А.Г., Кизима Д.М., Святненко А.О. Свойства цилиндрических гидроакустических преобразователей с внутренними податливыми экранами. *Озброєння та військова техніка*. №4. С.40-46, 2018. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі, проведенні розрахунків параметрів та їх аналіз.*
5. Дереп А.В., Лейко О.Г., Дрозденко О.І., Святненко А.О. Механічна міцність гідроакустичних циліндричних випромінювачів з нутрішніми екранами. *Озброєння та військова техніка*. №3, 2019. С.110-116. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі, проведенні розрахунків параметрів та їх аналіз.*
6. Активна система «Гідроакустична станція-надводний корабель» з лінійними антенами змінної глибини: пат . 108015 Україна: МПК(2016.01) G01S 7/52, G01S 15/66, G21H3/00, B06B 1/00 H01Q 21/00. № 201600521; заявл. 22.01.16; опубл. 24.06.16, Бюл. № 12. 9 с *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень, моделюванні та*

розробці опису винаходу.

7. Система «Гідроакустична станція-надводний корабель» з розділеними активною та пасивною антенами змінної глибини: пат . 108798 Україна: МПК(2016.01) G01S 7/52, G01S 15/66, G21H3/00, B06B 1/00 H01Q21/00.
№ 201602054; заявл. 02.03.16; опубл. 25.07.16, Бюл. № 14. 11 с. *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень, моделюванні та розробці опису винаходу.*
8. Нижник О. І., Гладкіх Н. Д., Маслов Д. С., Гусак З. Т., Старовойт Я. І., Святненко А. О. Станція пошуку плавців-диверсантів. Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки: тези доповідей на VI науково-технічній конференції, м. Київ, 15-18 грудня 2015року. С.406-407. *Внесок здобувача полягає в проведенні конструктивних розрахунків.*
9. Святненко А. О. О физических полях плоских систем, образованных из цилиндрических пьезокерамических преобразователей с внутренними экранам: Акустичний симпозіум "КОНСОНАНС 2017":збірник праць, м. Київ, 2-3 жовтня 2017. С. 130-133.
10. Святненко А. О. Фізичні поля циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім м'яким екраном. XI міжнародна науково –технічна конференція молодих вчених «Електроніка 2018»: збірник статей, м. Київ, 3-5 квітня 2018 року. С.31-37.

ЗМІСТ

| | |
|--|-----|
| ВСТУП | 15 |
| 1. Аналітичні засади розрахунків фізичних полів циліндричних перетворювачів з внутрішніми циліндричними акустичними екранами..... | 21 |
| 1.1 Особливості побудови циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми акустичними екранами..... | 21 |
| 1.2 Розрахункові моделі досліджуваних перетворювачів з урахуванням особливостей їх побудови. Вибір методу розв'язку «наскрізної» задачі випромінювання сигналів..... | 27 |
| 1.3 Розв'язок задачі визначення фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів із внутрішніми м'якими екранами і окружною поляризацією..... | 32 |
| 1.4 Розв'язок задачі визначення фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів із внутрішніми м'якими екранами і радіальною поляризацією..... | 38 |
| Висновки до розділу 1..... | 41 |
| 2. Властивості механічних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від особливостей їх конструктивного виконання..... | 43 |
| 2.1 Параметри досліджуваних механічних полів..... | 43 |
| 2.2 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх внутрішніх екранів..... | 47 |
| 2.3 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від складу застосованої в конструкціях випромінювачів п'єзокераміки..... | 64 |
| 2.4 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм..... | 80 |
| 2.5 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивних розмірів їх п'єзокерамічних оболонок..... | 96 |
| Висновки до розділу 2..... | 111 |

| | | |
|-----|--|------------|
| 3 | Властивості акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від особливостей їх конструктивного виконання..... | 113 |
| 3.1 | Параметри досліджуваних акустичних полів..... | 113 |
| 3.2 | Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивного виконання їх внутрішніх екранів..... | 115 |
| 3.3 | Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від складу застосованої конструкції п'єзокераміки..... | 131 |
| 3.4 | Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм..... | 142 |
| 3.5 | Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх п'єзокерамічних оболонок..... | 155 |
| 3.6 | Експериментальні дослідження акустичних полів циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном..... | 164 |
| | Висновки до розділу 3..... | 167 |
| 4 | Властивості електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від особливостей їх конструктивного виконання..... | 169 |
| 4.1 | Параметри досліджуваних електричних полів..... | 169 |
| 4.2 | Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивного виконання їх внутрішніх екранів..... | 174 |
| 4.3 | Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів залежності від складу застосованої в конструкціях випромінювачі п'єзокераміки..... | 183 |
| 4.4 | Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм..... | 195 |
| 4.5 | Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх п'єзокерамічних оболонок..... | 206 |
| | Висновки до розділу 4..... | 217 |
| | Висновки..... | 219 |
| | Список використаних джерел..... | 222 |
| | Додаток 1..... | 236 |

ВСТУП

Обґрунтування теми дослідження. Циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі знайшли широке застосування в практичній гідроакустиці. Це пов'язано з їх значною ефективністю як перетворювачів електричної енергії в акустичну у зв'язку з великим об'ємом п'єзокераміки у складі їх конструкцій. В той же час при формуванні ними акустичних полів в оточуючому середовищі цим випромінювачам притаманний суттєвий недолік а саме, необхідність введення до складу їх конструкцій акустичних екранів. Такі екрани можуть розміщуватись як ззовні п'єзокерамічної оболонки випромінювача, так і всередині її. При зовнішньому розміщенні екранів суттєво збільшуються, особливо на низьких частотах, габаритні розміри випромінювачів, що значно звужує можливості їх застосування. При внутрішньому розміщенні екранів ця проблема зникає, завдяки чому дослідження таких випромінювачів стає дуже актуальним.

Дослідженням властивостей циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з зовнішніми екранами присвячено багато робіт. В роботах Грінченка В.Т., Вовка І.В. основний акцент було зроблено на виконанні такими випромінювачами функції формування акустичних полів в оточуючих середовища і впливу на них акустичної взаємодії між елементами конструкцій випромінювачів з зовнішніми екранами.

Із аналізу фізичних умов функціонування циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами зрозуміло, що процеси зв'язаності фізичних полів екранованого п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном і зв'язаності процесів перетворення енергії і формування її акустичної частини в оточуючих середовищах мають місце і в цих випромінювачах.

Дослідженню їх механічних та акустичних полів при радіальній поляризації п'єзокерамічних оболонок випромінювачів і співвісному їх розміщенні з екранами присвячені роботи Грінченка В.Т., Вовка І.В., Маципури В.Т., Коцюби В.С., Меленка Ю.Я. В той же час систематизовані дослідження таких випромінювачів в умовах зв'язаності їх фізичних полів та в залежності від впливу значного розмаїття особливостей їх конструктивного виконання відсутні. До таких особливостей відносяться: розміри екранів та п'єзокерамічних оболонок; їх взаємне розміщення

між собою; склад п'єзокераміки оболонки та вид її поляризації; фізичні характеристики рідин, що заповнюють внутрішній об'єм оболонок. А саме результати таких досліджень і є базовими для виконання проектних робіт. Тому розробка розрахункового забезпечення проектування циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми акустичними екранами, в якому враховуються не тільки взаємодія названих вище трьох типів полів і процесів при випромінюванні звуку, а і вплив на них конструктивних особливостей побудови випромінювачів, є актуальною для технічної гідроакустики.

Зв'язок з науковими планами, програмами, темами. Дисертаційна робота виконано на кафедрі акустики та акустoeлектроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» в рамках держбюджетної НДР “Розробка неінвазійної пасивної акустичної системи нового покоління для вимірювання критичних фізіологічних параметрів головного мозку та внутрішнього вуха людини” (номер державної реєстрації - № 0118U003533)

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є створення теоретичних засад проектування випромінювачів з внутрішніми екранами з урахуванням зв'язаності фізичних полів в п'єзокераміці при перетворенні енергії, взаємодії елементів випромінювача при формуванні його акустичних полів і зв'язаності процесів перетворення енергії і формування акустичних полів. Це мета досягається шляхом розв'язку наступних завдань:

1. Розробка розрахункових моделей циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами з урахуванням особливостей їх конструктивного виконання.

2. Розвиток підходів до розв'язку наскрізних задач випромінювання звуку циліндричними п'єзокерамічними випромінювачами з внутрішніми екранами з урахуванням всіх перерахованих вище зв'язаностей полів та процесів і визначення на їх основі аналітичних співвідношень для розрахунків всіх задіяних при випромінюванні звуку полів.

3. Систематизовані з єдиним методичних позицій дослідження властивостей фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від кількісних характеристик конструктивної реалізації цих випромінювачів.

4. Підтвердження адекватності запропонованих розрахункових моделей і отриманих чисельних результатів шляхом співставлення відповідних експериментальних і теоретичних даних.

5. Фізичне осмислення отриманих результатів і розробка на його основі конкретних пропозицій по проектуванню циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами.

Об'єкт дослідження: процеси взаємодії полів різної фізичної природи при перетворенні енергії в циліндричному п'єзокерамічному випромінювачі з внутрішнім екраном і формуванні його акустичних полів.

Предмет дослідження: кругові циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі з внутрішніми екранами.

Методи дослідження. При постановці і розв'язку задач стаціонарної гідроелектропружності використані методи зв'язаних полів в багатозв'язних областях та метод часткових областей. При одержанні чисельних результатів застосовані методи розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь. Виконання експериментальних досліджень здійснено з використанням методів вимірювання акустичних полів в заглушених вимірювальних гідроакустичних басейнах.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Запропоновані та експериментально підтверджені розрахункові моделі кругових циліндричних п'єзокерамічних випромінювачі з внутрішніми циліндричними екранами, що дозволяють врахувати при розв'язку задач випромінювання звуку взаємодію процесів перетворення енергії і формування полів та особливості побудови конструкцій випромінювачів.

2. В результаті розв'язку наскрізних задач випромінювання звуку циліндричними п'єзокерамічними випромінювачами з внутрішніми екранами

вперше визначені аналітичні співвідношення для розрахунків електричних, механічних та акустичних полів з урахуванням зв'язаності всіх задіяних полів та процесів.

3. Створення єдиних методичних підходів до визначення полів різної фізичної природи вперше дозволило виконати систематизовані дослідження їх властивостей в залежності від кількісних характеристик конструкційних, фізичних і хвильових особливостей побудови циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми циліндричними екранами.

4. Врахування при випромінюванні звуку зв'язаності полів різної фізичної природи і процесів перетворення енергії і її формування в оточуючих середовища дозволило вперше встановити для досліджуваних випромінювачів :

втрату одномовності механічного поля циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном при радіально симетричному електричному збудженні його, набуття механічним полем багатомодовості коливань та визначення ефективності перерозподілу механічної енергії випромінювача між всіма модами;

збагачення спектру резонансних частот акустичного поля та його поширення без змін розмірів випромінювача в область частот, в $5\div 7$ разів менших резонансної частоти п'єзокерамічної оболонки випромінювача;

частотні закономірності поведінки електричного струму збудження досліджуваного випромінювача та його вхідних електричних опорів.

Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

1. З'явилася можливість при виконанні проектних робіт знаходити найбільш раціональні рішення при побудові випромінювачів з внутрішніми екранами згідно із заданими вимогами;

2. З'явилася можливість ефективного випромінювання звуку екранованим випромінювачем без змін його розмірів на частотах, значно нижчих від тих, що практично реалізуються сьогодні;

3. З'явилися можливості пошуку шляхів ефективного узгодження випромінювачів із збуджуючими їх генераторами розрахунковими методами;

4. Результати дисертаційної роботи впроваджені в Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів» при виконанні розрахунків звукових полів циліндричних випромінювачів по контракту №15DMAC/YZD589UA від 28.08.2015 р. з КНР, що підтверджується відповідним актом впровадження. Отримані результати використовуються в навчальному процесі НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського» при підготовці технічних спеціалістів з акустики, зокрема, по дисциплінам «Електроакустичні перетворювачів» та «Акустичні антени».

Особистий внесок здобувача. В наукових працях [1-10], виконаних в співавторстві, здобувачу належать розробка та реалізація чисельних алгоритмів, систематизація чисельних результатів та участь в їх аналізі, постановка та проведення експериментальних досліджень. В патентах [5-6] здобувач приймав участь в проведенні патентних досліджень, розробці формули винаходу та оформленні матеріалів заявки.

Дисертаційна робота виконана на кафедрі акустики та акустoeлектроніки факультету електроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» під керівництвом доктора технічних наук, професора Лейко О.Г.

Робота є результатом самостійних досліджень Святненка А.О.

Апробація матеріалів дисертації. Положення та результати дисертації обговорювались на :

- Акустичному симпозіумі «КОНСОНАНС - 2017», Київ, 2-3 жовтня 2017 року;
- Міжнародній науково-технічній конференції молодих вчених «Електроніка», Київ, 3-5 квітня 2018 року;
- Міжнародній науково-технічній конференції «Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки», Київ, 15-18 грудня 2015 року;

Публікації. За темою дисертації опубліковано 10 наукових праць, серед яких 5 статей у наукових фахових виданнях (з них 1 стаття у виданні іноземної держави, яке включені до міжнародних наукометричних баз даних, 4 у виданнях України), 2

патенти України на корисну модель, 3 тези доповідей в збірниках матеріалів конференцій.

Структура та об'єм дисертаційної роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та двох додатків. Загальний обсяг роботи становить 235 сторінок, у тому числі 120 сторінок основного тексту, 100 рисунків та списку використаних джерел із 128 найменувань.

РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНІ ЗАСАДИ РОЗРАХУНКІВ ФІЗИЧНИХ ПОЛІВ ЦИЛІНДРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ З ВНУТРІШНІМИ ЦИЛІНДРИЧНИМИ АКУСТИЧНИМИ ЕКРАНАМИ.

1.1 Особливості побудови циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми акустичними екранами.

Циліндричні п'єзокерамічні перетворювачі знайшли широке застосування в гідроакустичній антенній практиці [1-12,25-89,101-108,122-125]. Це обумовлено рядом позитивних якостей, які притаманні цьому типу перетворювачів. Перш за все до них відноситься їх висока ефективність. Вона обумовлена значним об'ємом п'єзокерамічного матеріалу, який використовується при побудові перетворювачів цього типу. Але одночасно він являє собою і активний матеріал, який здійснює перетворення електричної енергії в механічну і потім в акустичну в режимі випромінювання звуку і навпаки в режимі його прийому.

Другою позитивною якістю є відносна простота конструктивного виконання циліндричних перетворювачів та їх технологічність. Так зміна, характеру поляризації з радіальної на окружну в конструктивному плані реалізується шляхом заміни суцільного п'єзокерамічного кільця на сегментоване. Зміна дії одностороннього гідростатичного тиску, що має місце в силових конструкціях циліндричних перетворювачів і обмежує їх робочу глибину, на всесторонній, при якому це обмеження зникає, здійснюється шляхом герметизації п'єзокерамічної оболонки перетворювача і заповнення її внутрішнього об'єму, наприклад, зовнішнім робочим середовищем.

До недоліків циліндричних перетворювачів відносять наступне. По-перше, їх резонансна частота жорстко пов'язана з радіусом середніх окружностей перетворювачів. Це обмежує можливості управління хвильовими розмірами перетворювача існуючими підходами. По-друге, циліндричні перетворювачі формують в площині, нормальній до їх поздовжньої вісі, однорідне всебічне випромінювання або прийом звуку при умові радіально симетричного електричного

збудження перетворювачів. Тому формування односторонньої направленості таких перетворювачів здійснюється шляхом введення до складу їх конструкцій акустичних екранів. Найбільш поширеним підходом до практичної реалізації цього шляху стало розміщення акустичних екранів на зовнішній поверхні циліндричних перетворювачів. Одним з цих підходів є виконання екрану у вигляді незамкнутого кільцевого шару скінченної товщини. При цьому найбільш доцільно з точки зору ефективності екранування виготовляти ці екрани із матеріалів, які характеризуються акустично м'якими властивостями. Це можуть бути звуко відбиваючі гуми типу 51-1415 або 10087 або конструкціях у вигляді решіток, утворених із металевих заповнених повітрям оболонок пластинчастого типу [19-36].

При застосуванні звуко відбиваючих гум в конструкціях перетворювачів із зовнішнім екраном виникають відомі проблеми, пов'язані з необхідністю збільшення товщини екранів для забезпечення їх роботи в області низьких частот і, в певній мірі, під дією гідростатичного тиску. Але такий підхід ставить під сумнів можливості застосування цих перетворювачів для побудови гідроакустичних антен, особливо найбільш поширених в гідроакустиці кругових циліндричних. Це пов'язано з тим, що розміри екранованих циліндричних перетворювачів знаходяться на межі відстаней або перевищують їх, що не допустимо при побудові антен [42-45, 49,50, 53-65, 67-72, 80-83].

Одним з можливих шляхів вирішення проблем, які виникли при побудові низькочастотних гідроакустичних антен, є перенос акустичних екранів із зовнішньої поверхні циліндричних перетворювачів в їх внутрішню порожнину. Відомо, що при заповненні внутрішньої порожнини циліндричного перетворювача пружним середовищем, наприклад, рідиною, в ньому при збудженні механічних коливань п'єзокерамічної оболонки перетворювача виникає акустичне поле, яке впливає на зовнішнє акустичне поле циліндричного перетворювача. Це дозволяє, змінюючи реактивність внутрішнього акустичного поля циліндричного перетворювача, керувати властивостями його зовнішнього поля. В якості конструкційних елементів управління названою реактивністю можуть виступати фізичні параметри внутрішнього середовища перетворювача, конфігурація екрана і характер його

розміщення відносно п'єзокерамічної оболонки, розміри екрана і його акустичні властивості. В якості ефективності управління можуть слугувати відомі дані по зміні акустичних властивостей циліндричного випромінювача при заповненні його внутрішньої порожнини рідиною [30, 32, 91-47, 69-71]. Заповнення внутрішнього об'єму циліндричного перетворювача пружним середовищем обумовлює появу у нього нових резонансних частот. Ці частоти є резонансними частотами внутрішнього пружного об'єму, а їх значення визначається фізичними характеристиками цього середовища та розмірами об'єму. Завдяки цьому амплітудна частотна характеристика випромінювача стає дво-горбовою, один із горбів якої визначається параметрами п'єзокерамічної оболонки, а другий – параметрами її пружного внутрішнього середовища. Вибором цих параметрів і можливо керувати акустичними характеристиками перетворювача.

Введення до складу конструкції перетворювача внутрішнього акустичного екрану змінює його акустичні поля як всередині, так і ззовні перетворювача. Тому цей екран може слугувати ще одним елементом перетворювача, за допомогою якого можливо змінювати його параметри.

При технічній реалізації перетворювачів з внутрішніми екранами можливі кілька підходів, пов'язаних з вибором форми акустичних екранів і способом їх розміщення у внутрішній порожнині п'єзокерамічної оболонки перетворювача. Форма екранів може бути симетричною, наприклад, у вигляді кругового циліндра або асиметричною у вигляді сектора кругового циліндра[27]. При розміщенні екрану всередині п'єзокерамічної оболонки можуть бути вибрані варіанти суміщення або рознесення поздовжніх вісей оболонки та екрану. Наведені вище можливі конструкційні варіанти побудови циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами з фізичної точки зору мають принципово різну відмінність по своєму впливу на фізичні поля перетворювачів.

Із фізичних міркувань зрозуміло, що при співпадині поздовжніх вісей, циліндричної п'єзокерамічної оболонки і внутрішнього циліндричного екрана, екранований перетворювач має радіально симетрію відносно своєї поздовжньої вісі. В цьому випадку в ньому при радіально симетричному електричному збудженні

п'єзокерамічної оболонки перетворювача генерується лише одна- нульова мода коливань і формується лише всебічне однорідне акустичне поле.

У випадку виконання екрану у вигляді сектора кругового циліндра і рознесення в просторі поздовжніх вісей п'єзокерамічної оболонки та екрану при будь-якій формі екрану перетворювач втрачає радіальну симетрію коливань оболонки. В перетворювачі з порушеною симетрією механічних коливань при збереженні радіальної симетрії його електричного збудження генерується крім нульової наступні моди коливань. Природньо, що їх поява в спектрі механічних коливань перетворювача може принципово і кількісно змінювати параметри всіх фізичних полів, що приймають участь в роботі перетворювача. Наведені фізичні особливості побудови і роботи гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми екранами потребують для наступного використання таких перетворювачів в проектуванні гідроакустичних антен появи знань по залежності їх параметрів від параметрів і характеристик всіх елементів, утворюючих ці перетворювачі.

Дослідимо ці залежності. Перш за все визначимо ту реальну фізичну модель екранованого циліндричного перетворювача, відносно якої будемо виконувати дослідження. Вибрана модель побудови такого перетворювача наведена на рис.1.1. Перетворювачі такого типу утворюються із трьох конструкційних елементів – п'єзокерамічної оболонки 1, акустичного екрану 2 і рідинного середовища 3. Циліндрична п'єзокерамічна оболонка 1 в залежності від обраного типу поляризації утворюючих її п'єзоелементів може бути виконана у вигляді наборів суцільних (рис 1.2а) або сегментованих (рис.1.2б) кілець. В першому випадку використовується радіальна поляризація п'єзоелементів, у другому – окружна поляризація.

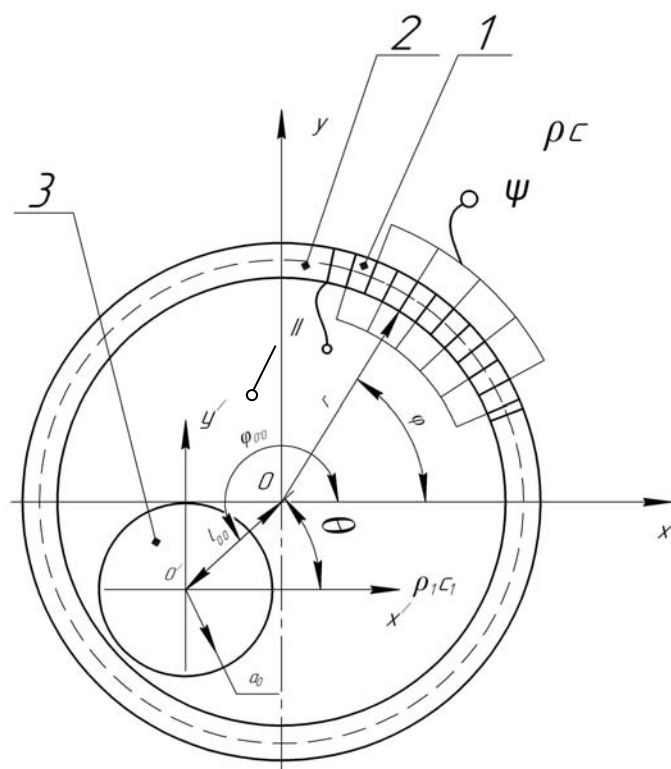


Рис 1.1 Модель побудови гідроакустичного п'єзокерамічного перетворювача з внутрішнім циліндричним екраном.

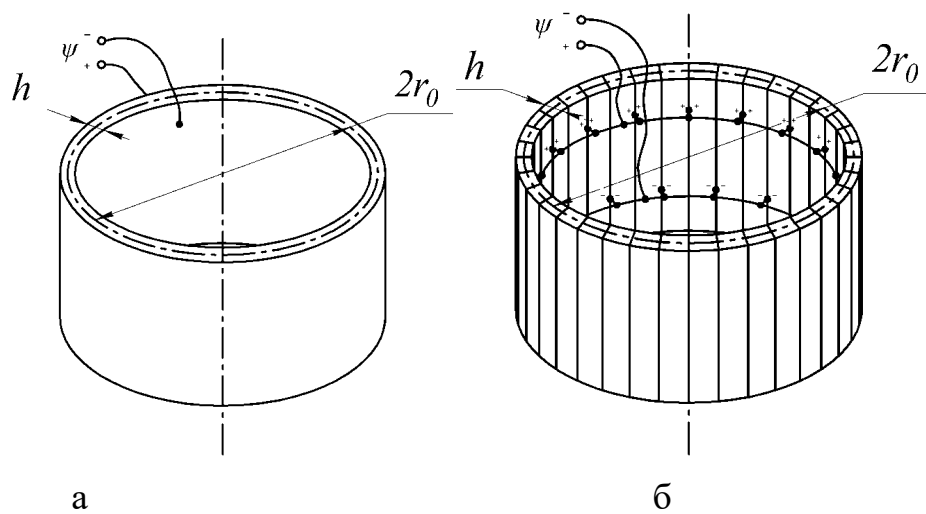


Рис.1.2 Види конструкцій п'єзокерамічних кілець.

При цьому склади п'єзокераміки, застосованої при побудові оболонок, можуть бути різноманітними і теж є конструкційним елементом побудови перетворювачів. У всіх наведених випадках побудови п'єзокерамічних елементів створюється радіально симетричне електричне поле. Завдяки цьому по довжині середніх кіл кілець вкладається довжина робочої хвилі в матеріалі кілець, завдяки чому реалізується

резонансна частота нульової моди механічного поля оболонки. Таким чином при вибраній схемі електричного збудження п'єзокерамічних елементів циліндричних оболонок електрична енергія може «закачуватися» в них лише на нульовій моді механічних коливань оболонок. Важливе значення в ефективності перетворення електричної енергії в механічну при цьому мають кількісні значення електрофізичних параметрів застосованих при побудові кілець складів п'єзокераміки. Параметри найбільш поширених із них наведені в табл. 1.1. Акустичний екран 2 має форму кругового циліндра. Його поздовжня вісь паралельна поздовжній вісі п'єзокерамічної оболонки. Розміри екрану в поперечному перерізі і відстані між поздовжніми вісями оболонок і екранів можуть набувати потрібних значень. Ці значення визначаються тими кількісними значеннями параметрів фізичних полів перетворювачів, які він при цьому набуває. Акустичні властивості екранів визначаються фізичними властивостями тих пасивних матеріалів, які вибрані для їх виготовлення. В роботі розглядаються екрануючі матеріали, поверхня екранів яких відноситься до локально реагуючих.

Такими матеріалами є акустично м'які, акустично жорсткі і проміжні між ними – матеріали з кінечними значеннями звукопрозорості. Зокрема до екрануючих матеріалів відносяться звуковідбиваючі гуми марок 10087, 51-1415, сірий чугун. Обов'язковим конструкційним елементом перетворювача з внутрішніми екранами є наявність в просторі між оболонкою 1 та екраном 2 пружного середовища 3, оскільки саме в ньому утворюється внутрішнє акустичне поле. В гідроакустиці в якості пружного середовища 3 широке застосування знайшли рідини з різними фізичними властивостями.

Табл.1.1

| Параметри | Марка п'єзокераміки | | | |
|------------------------------------|---------------------|--------|-------|-------|
| | ЦТБС-3 | ЦТС-19 | ТБК-3 | PZT-5 |
| Густина ρ , кг/м ³ | 7210 | 7740 | 5400 | 7750 |
| Швидкість звуку c , м/с | 3200 | 3000 | 4400 | - |
| П'єзомодуль | 134 | 125 | 49 | 171 |

| | | | | |
|--|------|------|------|------|
| $d_{31} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | | | | |
| П'єзомодуль $d_{33} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | 286 | 304 | 121 | 374 |
| Модуль пружності $C_{11}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 15,1 | 10,9 | 15,7 | 12,1 |
| Модуль пружності $C_{33}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 13,6 | 9,3 | 15,3 | 11,1 |

Це можуть бути: звичайна вода, зокрема морська, електроізоляційні мастила або гелі з різною густиною. Вибір матеріалу може суттєво впливати на параметри і характеристики досліджуваних перетворювачів. Виходячи із наведеного можливо зробити висновок, що для забезпечення раціонального проектування екранованих циліндричних випромінювачів досліджуваного типу при роботі їх в режимі випромінювання енергії необхідно розробити аналітичні засади у вигляді наступних функціональних і кількісних залежностей вихідних параметрів і характеристик випромінювачів:

- а) в частині п'єзокерамічних оболонок 1 від: складу застосованої п'єзокераміки; типу поляризації п'єзоелементів; розмірів п'єзоелементів;
- б) в частині внутрішніх екрану 2 від: розмірів поперечного перерізу екранів та відстаней між поздовжніми вісями оболонок та екранів;
- в) в частині рідин 3, заповнюючих внутрішній простір між оболонками і екранами, від густини та швидкості поширення звукових хвиль в них.

1.2 Розрахункові моделі досліджуваних перетворювачів з урахуванням особливостей їх побудови. Вибір методу розв'язку «наскрізної» задачі випромінювання сигналів.

Електроакустичні перетворювачі виконують дві функції – функцію перетворення одного виду енергії в інші і функцію формування акустичної енергії в

оточуючих середовищах. В режимі випромінювання на вхід перетворювача подається електрична енергія, яка в п'єзокерамічній оболонці перетворюється в механічну. Остання через механічні коливання оболонки передається в оточуючі середовища у вигляді акустичної енергії. З допомогою внутрішнього екрану акустична енергія формується певним чином в оточуючих випромінювач середовищах.

В математичному плані розв'язок задачі випромінювання звуку перетворювачем полягає у визначенні амплітуди і фази акустичного поля в будь-якій точці зовнішнього і внутрішнього середовищ по заданим значенням параметрів електричного поля, збуджуючого перетворювач. Такі задачі в сучасній електроакустиці одержали назву «наскрізні». При розв'язку «наскрізних» задач виникає можливість врахувати особливості обох функцій перетворювача. При реалізації функції перетворення енергії ці особливості полягають у зв'язаності електричного, механічного і акустичного полів і витікаючого із цього факту впливу цих полів одне на інших.

При реалізації функції формування акустичного поля перетворювачем в оточуючих середовищах виникає взаємодія акустичних полів, створюваних кожним їх елементів перетворювача. Ця взаємодія фізично обумовлена багаторазовим обміном між п'єзокерамічною оболонкою і акустичним екраном у внутрішньому середовищі перетворювача випроміненими і відбитими хвилями.

Математично наведені особливості обох функцій перетворювача можливо врахувати сумісним розв'язком ряду диференціальних рівнянь, які описують відповідні процеси в перетворювачах. Процес перетворення електричної енергії в механічну описується рівняннями стану п'єзокераміки та електромеханічних коливань електропружної оболонки, якою є п'єзокерамічна оболонка. Процес збудження випромінювачем то поширення акустичних хвиль в середовищах, що оточують його, описується хвильовим рівнянням. Таким чином, в наскрізному вигляді задача випромінювання звуку досліджуваним перетворювачем описується трьома диференціальними рівняннями: стану п'єзокераміки циліндричної оболонки,

електропружних коливань цієї оболонки та хвильовими рівняннями поширення коливань в середовищах.

Для розв'язку сформульованої «наскрізної» задачі розробимо розрахункову модель циліндричного перетворювача з внутрішнім циліндричним екраном. За її основу приймемо фізичну модель, наведену на рис.1.1. Розрахункова модель (рис.1.2) включає п'єзокерамічну оболонку 1, акустичний екран 2, зовнішнє і внутрішнє 3 рідинні середовища і введені декартові $OXYZ$ та $O_1 X_1 Y_1 Z_1$ та кругові циліндричні r, φ, z та a, θ, z системи координат. Приймемо, що циліндрична оболонка та екран мають нескінченну довжину. Цей вибір відповідає фізичній моделі досліджуваного перетворювача у випадках, коли його довжина перевищує (3-5) діаметрів перетворювача [17,69,117]. В гідроакустичній практиці така умова виконується в більшості випадків [37,69,53,106]. Це умова дозволяє розв'язувати задачу як плоску.

П'єзокерамічна оболонка 1 середнім радіусом r_0 і товщиною h збуджується радіально симетричним електричним полем. Для цього до її електричних виводів підводиться гармонічна електрична напруга $\Psi = \Psi_0 e^{-i\omega t}$, де i - уявна одиниця, ω - кругова частота. Радіальна симетрія електричного поля забезпечується нанесенням суцільних електродів на циліндричні поверхні кілець суцільної оболонки (рис 1.2а) або на плоскі поверхні та електрично паралельне включення призм, із яких утворені кільця сегментованої оболонки (рис. 1.2б).

Акустичний екран 2 виконаний у вигляді циліндричного тіла зовнішнім радіусом a_0 з акустично м'якою поверхнею ($\rho c = 0$) Його поздовжня вісь паралельна поздовжній вісі п'єзокерамічної оболонки і розміщена на відстані $l_{00'}$ від неї під кутом $\varphi_{00'}$.

Внутрішнє і зовнішнє рідинні середовища з характеристиками відповідно $\rho_1 c_1$ а ρc де ρ_1 і ρ густини, а c_1 і c швидкості поширення звуку в середовищах, є ідеальними акустичними середовищами [28,29].

Декартові і циліндричні системи координат вводяться таким чином, що їх вісі Z направлені вздовж поздовжніх вісей оболонки і екрана, а вісі X та x паралельні між собою або співпадають. Визначимо тепер диференційні рівняння, які необхідно

застосувати при розв'язку наскрізної задачі в циліндричних системах координат. Для п'єзокерамічної оболонки з радіальною поляризацією рівняння стану мають вигляд [15,27].

$$\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= C_{33}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) - e_{33} E_r; \\
\sigma_{\varphi\varphi} &= C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{11}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \\
\sigma_{zz} &= C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{12}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \\
\sigma_{r\varphi} &= C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{31} E_\varphi; \\
\sigma_{rz} &= C_{44}^E \varepsilon_{rz} - e_{15} E_z; \\
\sigma_{\varphi z} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{\varphi z}; \\
D_r &= \varepsilon_{33}^S E_r + e_{31} (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{rr}; \\
D_\varphi &= \varepsilon_{11}^S E_\varphi + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \\
D_z &= \varepsilon_{11}^S E_z + e_{15} \varepsilon_{rz},
\end{aligned}$$

При окружній поляризації рівняння стану приймають вид:

$$\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= C_{11}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \\
\sigma_{\varphi\varphi} &= C_{13}^E (\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + C_{33}^E \varepsilon_{zz} - e_{33} E_\varphi; \\
\sigma_{zz} &= C_{12}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{33}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \\
\sigma_{r\varphi} &= C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{15} E_r; \\
\sigma_{\varphi z} &= C_{44}^E \varepsilon_{\varphi r} - e_{15} E_z; \\
\sigma_{rz} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{rz}; \\
D_\varphi &= \varepsilon_{33}^S E_\varphi + e_{31} (\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{\varphi\varphi}; \\
D_r &= \varepsilon_{11}^S E_r + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \\
D_z &= \varepsilon_{11}^S E_r + e_{15} \varepsilon_{z\varphi},
\end{aligned}$$

$\sigma_x = \sigma_{xx}, \sigma_y = \sigma_{yy}, \sigma_z = \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_x = \sigma_{xy}$ компоненти тензора механічних напружень;
 $E_x, E_y, E_z, D_x, D_y, D_z$ — відповідно складові вектора напруженості \vec{E} індукції, \vec{D} електричного поля; $C_{11}^E, \dots, C_{15}^E$ модулі пружності при нульовій електричній напруженості; e_{31}, \dots, e_{15} п'єзоконстанти; $\varepsilon_{11}^S, \dots, \varepsilon_{33}^S$ діелектричні проникності при нульовій деформації; $\varepsilon_x = \varepsilon_{xx}, \varepsilon_y = \varepsilon_{yy}, \varepsilon_z = \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zx}, \varepsilon_{zx}, \varepsilon_{xy}$ компоненти тензора механічних деформацій.

Якщо рівняння стану п'єзокераміки доповнити співвідношеннями Коші

$$\varepsilon_r = \frac{\partial w}{\partial r}, \varepsilon_\varphi = \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{r}, \varepsilon_z = \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r}, \varepsilon_{z\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial z}, \varepsilon_{r\varphi} = \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi},$$

де w, u та v відповідно радіальні, тангенціальні та осьові компоненти вектору зміщень, та рівняннями вимушеної електростатики, що відповідають електричним умовам задачі:

$$\vec{E} = -\text{grad}\Psi, \text{div}\vec{D} = 0,$$

можливо перейти до диференціальних рівнянь електромеханічних коливань циліндричної оболонки в вакуумі [37].

$$(1 + \beta_k) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta_k \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} = \alpha_k \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2};$$

$$-\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \beta_k \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} - \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right) - w + \frac{e_{3k}}{C_{kk}^E} r_0 E_k + \frac{a_k}{h} q_r = \alpha_k \gamma \frac{\partial^2 w}{\partial t^2},$$

u, w тангенціальна та радіальна складові вектору зміщень точок серединної поверхні п'єзокерамічної оболонки, $\beta_k = \frac{h^2}{12r_0^2} \left(1 + \frac{e_{33}^2}{C_{kk}^E} \right), a_k = \frac{r_0^2}{C_{kk}^E}, E_k$ напруженість електричного поля в матеріалі оболонки, $k=1, 3$ – відповідно для радіальної та окружної поляризації, $k=1$ – при радіальній поляризації та $k=3$ при окружній, q_r зовнішнє навантаження.

Хвильове рівняння для гармонічних коливань (рівняння Гельмгольца) має вигляд

$$\Delta \Phi + k_i^2 \Phi = 0,$$

Φ потенціал коливальної швидкості, Δ оператор Лапласа; k і k_i хвильові числа – відповідно зовнішнього та внутрішнього середовища.

Задача випромінювання звуку циліндричними п'єзокерамічними перетворювачами з внутрішніми екранами відноситься до граничних задач математичної фізики. Тому для її розв'язку доцільно застосувати існуючі методи розв'язку таких задач. Оскільки кінцевою метою цих розв'язків є отримання кількісних характеристик параметрів фізичних полів, задіяних в процесі

випромінювання звуку, тому вибір методів розв'язку поставленої задачі повинен враховувати цю мету. Аналіз ефективності існуючих методів [22,26,27,30,37,69,117] показує, що в досліджуваному випадку найбільш доцільно застосувати наступні методи:

- метод зв'язних полів в багатозв'язних областях;
- метод розділення змінних для сумісного розв'язку трьох диференціальних рівнянь, що описують акустичні, механічні та електричні процеси в екранованому випромінювачі;
- метод часткових областей, пов'язаний з розглядом зв'язаних між собою полів у внутрішній і зовнішній областях випромінювача з внутрішнім екраном.

1.3 Розв'язок задачі визначення фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів із внутрішніми м'якими екранами і окружною поляризацією.

Постановка задачі випромінювання звуку циліндричним п'єзокерамічним перетворювачем з внутрішнім екраном включає в себе побудову фізичної моделі досліджуваною об'єкта і на її основі формування розрахункової моделі. Ці етапи були предметом розгляду в попередніх підрозділах. При цьому важливим питанням був вибір координатних систем і прив'язка їх до геометрії об'єкта. Оскільки досліджуваний екранований перетворювач являє собою систему кругових циліндрів, то природньо, що для дослідження фізичних процесів були вибрані декартові і пов'язані з ними кругові циліндричні системи координат.

Рівняння Гельмгольца в кругових циліндричних координатах (r, φ, z) набуває вигляду [28,29]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{z^2} + k_i^2 \Phi = 0, \quad (1.1)$$

де $\Phi = \Phi(r, \varphi, z)$ потенціал швидкості гармонічного акустичного поля.

Диференційне рівняння електромеханічних коливань сегментованої циліндричної п'єзокерамічної оболонки, тобто п'єзокерамічної оболонки з окружною поляризацією, мають вид [28,29,37]:

$$\begin{aligned} (1 + \beta_k) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} = \alpha \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ -\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \beta_k \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} - \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right) - w + \frac{e_{33}}{C_{33}^E} r_0 E_\varphi^{(0)} + \frac{a}{h} q_r = \alpha \gamma \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (1.2)$$

де $C_{33}^E, \varepsilon_{33}^S$ входить в коефіцієнт β) e_{33} відповідно модулі пружності при нульовій електричній напруженості, діелектрична проникливість при нульовій деформації і п'єзоконстанта.

Рівняння вимушеної електростатики наведені в попередньому підрозділі. Присвоїмо їм номер (1.3). Оскільки циліндричний випромінювач з внутрішнім екраном складається із двох тіл – п'єзокерамічної оболонки і акустичного екрану і ці тіла перебувають у внутрішньому полі акустичної хвилі, то для визначення цього поля крім диференційних рівнянь (1.1) – (1.3) слід задати граничні умови на поверхні цих тіл. Оскільки п'єзокерамічна оболонка являє собою пружне тіло, у якого коливальна швидкість в будь якій точці поверхні залежить не тільки від акустичного тиску в цій точці, а й від тиску в інших точках поверхні оболонки, то визначення характеристик акустичного поля необхідно здійснювати, виходячи з умов спряження. Ці умови включають кінематичні і динамічні умови. Кінематичними умовами є рівність нормальних складових коливальних швидкостей оболонки і акустичного середовища. Динамічні умови відображують рівність нормальних складових тензора механічних напружень σ в п'єзокерамічній оболонці акустичному тиску, взятому з протилежним знаком. Виходячи з наведеного, граничні умови досліджуваної задачі слід сформулювати наступним чином. По п'єзокерамічній оболонці перетворювача вони мають вигляд:

- рівність швидкостей коливань частинок внутрішнього і зовнішнього середовищ і швидкості нормальних зміщень поверхонь оболонки :

$$-\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial t}, |\varphi| \leq \pi; r = r_1 = r_0 - \frac{h}{2}; \quad (1.4)$$

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial t}, |\varphi| \leq \pi; r = r_2 = r_0 + \frac{h}{2}; \quad (1.5)$$

де Φ, Φ_1 – потенціали швидкостей акустичних полів у зовнішньому і внутрішньому середовищах перетворювача;

- рівність нормальних напруг на поверхні оболонки

$$\sigma = q_r = -(p - p_1), |\varphi| \leq \pi, r = r_2, \quad (1.6)$$

де $p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, $p_1 = \rho_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial t}$ – радіальні напруги від динамічного тиску. Слід зауважити, що наведені умови спряження сформульовані в локальній системі координат (r, φ, z) пов'язаній з оболонкою.

По акустичному екрану перетворювача граничні умови, враховуючи акустичну м'якість екрану, визначаються рівнянням:

$$\Phi_1(a, \theta) = 0, a = a_0, 0 \leq |\theta| \leq \pi \quad (1.7)$$

де $\Phi_1(a, \theta)$ акустичне поле у внутрішньому середовищі випромінювача, задане в локальних координатах (a, θ, z) пов'язаних з акустичним екраном.

Крім умов спряження акустичних і механічних полів перетворювача з внутрішнім екраном, для розв'язку “наскрізної” задачі його випромінювання потрібно сформулювати і її електричні умови. Виходячи із умови забезпечення радіальної симетрії електричного поля збудження сегментованої п'єзокерамічної оболонки, ці електричні умови зводяться до задання напруженості електричного поля у матеріалі сегментів (призм) оболонки у вигляді:

$$E_\varphi^0 = -\frac{\psi_0 N}{2\pi r_0} \quad (1.8)$$

де N – кількість сегментів в кільцях оболонки, які жорстко склеєні і паралельно електрично включені між собою.

Перераховані вище механічні і електричні умови доповнюються умовами випромінювання на нескінченності.

Диференціальні рівняння (1.1)-(1.3) та граничні умови (1.4)-(1.8) складають повну систему вихідних співвідношень досліджуваної “наскрізної” задачі. Методи її розв'язку були зазначені вище.

Зокрема, рішення рівняння Гельмгольца будемо здійснювати методом часткових областей. Для цього розіб'ємо всю область існування акустичного поля циліндричного перетворювача з внутрішнім екраном на дві часткові області – зовнішню і внутрішню. Умови спряження цих полів визначені виразами (1.4)-(1.7). Визначимо вирази, за допомогою яких можливо описати акустичні поля в цих областях. Для зовнішньої області з урахуванням умов випромінювання на нескінченності акустичне поле досліджуваного перетворювача можливо описати співвідношенням

$$\Phi(r, \varphi) = \sum_n A_n H_n^{(i)}(kr) e^{in\varphi} \quad (1.9)$$

Оскільки у внутрішній області перетворювача введені дві системи координат, одна з яких (r, φ) пов'язана з п'єзокерамічною оболонкою, а друга (a, θ) з акустичним екраном, то вираз для акустичного поля в цій області визначимо в кожній з цих систем координат наступним чином. В системі координат (a, θ) акустичне поле перетворювача з урахуванням особливостей внутрішньої області перетворювача у вигляді обмеженості її наявності в ній циліндричного екрана має вигляд :

$$\Phi_1(a, \theta) = \sum_m [C_m J_m(k_1 a) + D_m N_m(k_1 a)] e^{im\theta} \quad (1.10)$$

В виразах (1.9) і (1.10): A_n , C_m , D_m – невідомі коефіцієнти розкладів полів в ряди по циліндричним хвильовим функціям $H_n^{(i)}(kr)$, $J_m(k_1 a)$ і $N_m(k_1 a)$ – традиційні позначення функцій Ханкеля, Бесселя і Неймана.

Опис внутрішнього поля в координатах (a, θ, z) дозволяє використати граничну умову (1.7) для визначення співвідношення між собою коефіцієнтів розкладу C_m та D_m . Підставимо вираз (1.10) в граничну умову (1.7) і виконаємо необхідні перетворення на основі повноти і ортогональності кутових функцій $e^{im\theta}$ на інтервалі $[0, 2\pi]$ Отримаємо, що

$$D_m = \frac{C_m J_m(k_1 a_0)}{N_m(k_1 a_0)} \text{ при } m = -\infty, 0, \infty \quad (1.11)$$

Умови спряження (1.4) та (1.6) задані в локальних координатах (r, φ, z) , в той час як внутрішнє акустичне поле Φ_1 визначено в координатах (a, θ, z) . Для того, щоб

скористатися цими умовами і здійснити диференціювання поля $\Phi_1(a, \theta)$ по r необхідно виразити це поле в координатах (r, φ, z) . Перенос систем координат (a, θ, z) в систему координат (r, φ, z) здійснюється на основі теорем складання для циліндричних хвильових функцій. Вони мають вигляд [33]:

$$\begin{aligned} J_m(k_1 a) e^{im\theta} &= \sum_n J_{m-n} \left(k_1 l_{00} \right) e^{i(m-n)\varphi_{00}} J_n(k_1 r) e^{in\varphi}, \\ N_m(k_1 a) e^{im\theta} &= \sum_n J_{m-n} \left(k_1 l_{0'0} \right) e^{i(m-n)\varphi_{0'0}} N_n(k_1 r) e^{in\varphi}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

де $l_{00'}$ і $\varphi_{00'}$ – координати системи з центром O' в системі координат з центром O . З урахування виразу (1.11) та останніх виразів (1.12) акустичне поле $\Phi_1(a, \theta)$ в координатах (r, φ, z) набуває вигляду:

$$\Phi_1(r, \varphi) = \sum_m \sum_n C_m J_{m-n} \left(k_1 l_{00} \right) e^{i(m-n)\varphi_{00}} e^{in\varphi} * \left[J_n(k_1 r) - \frac{J_m(k_1 a_0)}{N_m(k_1 a_0)} N_n(k_1 r) \right]. \quad (1.13)$$

Для спрощення запису наступних виразів введемо позначення:

$$\Delta_{mn}(k_1 r) = J_n(k_1 r) - \frac{J_m(k_1 a_0)}{N_m(k_1 a_0)} N_n(k_1 r) \quad (1.14)$$

Для використання в подальшому диференціальних рівнянь (1.2) і (1.3) та умов спряження (1.4)-(1.6) механічних і акустичних полів розкладемо шукані величини тангенціальних U та радіальних W складових вектору зміщень точок серединної поверхні п'єзокерамічної оболонки в ряди по власним формам коливань оболонки в вакуумі:

$$U = \sum_n U_n e^{in\varphi}; W = \sum_n W_n e^{in\varphi} \quad (1.15)$$

Невідомі коефіцієнти U_n та W_n розкладів (1.15) можливо визначити із диференціальних рівнянь (1.2) та умов спряження (1.4)-(1.6). Підставимо вирази (1.15) в перше рівняння системи (1.2) та виконаємо необхідні перетворення, в тому числі і на основі властивостей повноти і ортогональності кутових функцій $e^{in\varphi}$ на інтервалі $[0, 2\pi]$. Маємо зв'язок між коефіцієнтами U_n та W_n у вигляді :

$$U_n = \frac{n(1 + \beta n^2)}{(\alpha \gamma \omega^2 - (1 + \beta) n^2)} W_n \quad (1.16)$$

Підставимо вираз (1.16) в друге рівняння системи (1.2) і виконаємо всі необхідні перетворення. Одержимо :

$$\frac{in\alpha}{h}(\rho\Phi(r_1, \varphi) - \rho_1\Phi_1(r_2, \varphi) - W_n R_n) = \frac{Ne_{33}\Psi_0}{2\pi c_{33}^E}, \quad (1.17)$$

$$\text{де } R_n = \frac{\alpha^2 \gamma^2 \omega^4 - \alpha \gamma \omega^2 (1 + \beta n^2)(n^2 + 1) + \beta n^2 (n^2 - 1)^2}{\alpha \gamma \omega^2 - (1 + \beta)n^2}$$

з урахуванням умови спряження (1.5) і виразів (1.9) та (1.15) після ряду перетворень маємо:

$$\frac{icW_n}{H_n^{(i)}(kr_2)} = A_n, n = -\infty, \infty, \quad (1.18)$$

де «штрих» означає похідну від функції.

з урахуванням умови спряження (1.4) і виразів (1.15), (1.13) та (1.4) після ряду перетворень одержуємо:

$$W_n = \frac{1}{c_n} [\sum_m C_m J_{m-n}(k_1 l_{00'}) e^{i(m-n)\varphi_{00'}} \times \Delta'_{nm}(k_1 r_1)], n = -\infty, \infty \quad (1.19)$$

Підставимо в вираз (1.17) вирази (1.9) та (1.13) і виконаємо всі необхідні перетворення, в тому числі і на основі повноти і ортогональності кутових функцій $e^{in\varphi}$ на інтервалі $[0, 2\pi]$. Одержуємо з урахуванням відношення (1.14):

$$R_v W_v + \frac{\alpha}{h} i\omega [\rho A_v H_v^{(i)}(kr_2)] - \rho_1 \sum_m C_m J_{m-v}(k_1 l_{0'0}) \times e^{i(m-v)\varphi_{0'0}} \times \Delta_{mv}(k_1 r_1) = \frac{e_{33}^E}{c_{33}^E} \frac{\Psi_0 N}{4\pi^2} Q_v,$$

$$\text{де } Q_v = \int_0^{2\pi} e^{-iv\varphi_s} d\varphi_s = \begin{cases} 2\pi n \text{ при } v = 0; \\ 0 \text{ при } v \neq 0; \end{cases} \quad v = -\infty, 0, \infty; \quad (1.20)$$

Алгебраїчні рівняння (1.18), (1.19) та (1.20) складають нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь, розв'язок якої дає чисельні значення невідомих коефіцієнтів розкладів в ряди механічних та акустичних полів досліджуваного перетворювача.

Спростимо цю систему рівнянь, підставивши вираз (1.18) в вирази (1.19) та (1.20):

$$\begin{cases} \frac{1}{ic} A_n H_n^{(i)}(kr_2) - \frac{1}{ic} \left[\sum_m C_m J_{m-n}(k_1 l_{0'o}) e^{i(m-n)\varphi_{0'o}} \Delta'_{nm}(k_1 r_1) \right] = 0; \\ \left[\frac{R_v}{ic} A_v H_v^{(i)}(kr_2) + \frac{\alpha}{h} i\omega [\rho A_v H_v^{(i)}(kr_2)] - \rho_1 \sum_m C_m J_{m-v}(k_1 l_{0'o}) \times e^{i(m-v)\varphi_{0'o}} \Delta_{vm}(k_1 r_1) \right] = -\frac{e_{33}^E}{C_{33}^E} \frac{\Psi_0 N}{4\pi^2} Q_v; \end{cases} \quad (1.21)$$

$$n = -\infty, n, \infty; v = -\infty, 0, \infty;$$

Чисельне рішення нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь (1.22) може бути здійснено методами редукції або послідовних наближень [29,69]. Для цього систему (1.21) потрібно регуляризувати. Це може бути здійснено, наприклад, шляхом заміни невідомих A_n та C_m новими невідомими \widetilde{A}_n та \widetilde{C}_m по формулам :

$$\widetilde{A}_n = A_n H_n^{(i)}(kr_1); \widetilde{C}_m = C_m \frac{J_m(k_1 a_0)}{N_m(k_1 a_0)} \quad (1.22)$$

Кількість невідомих, які потрібно одержати в результаті редукції системи (1.21), визначається із умови забезпечення мінімальної похибки при побудові полів в часткових областях на їх межах. Всі члени виразів (1.21) мають ясну фізичну суть. Вільний член описує процес перетворення електричної енергії п'єзокерамічною оболонкою перетворювача в механічну на нульовій моді її коливань. Сума характеризує взаємодію оболонки та екрану у внутрішньому просторі перетворювача. В неї входить множник $J_{m-n}(k_1 l_{00'})$, який залежить від відстані між екраном і внутрішньою поверхнею оболонки, і описує взаємодію між ними, обумовлену многократним обміном звуковими хвилями m-го та n-го порядків розсіювання. При зміні хвильової відстані $k_1 l_{00'}$ ей множник змінюється. Відповідно змінюється і вплив взаємодії на формування акустичного поля у внутрішньому середовищі перетворювача. Крім того, присутні множники $\frac{J_m(k_1 a_0)}{N_m(k_1 a_0)}$ які визначають коефіцієнти дифракції звукових хвиль на м'якому циліндрі.

1.4 Розв'язок задачі визначення фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів із внутрішніми м'якими екранами і радіальною поляризацією.

Як було показано вище, в практичній гідроакустиці використовуються циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі у вигляді як суцільних, так і сегментованих кілець, В суцільному кільці електроди нанесені на бокові

циліндричні поверхні. До них, як і в попередньому випадку, підводиться електрична напруга $\Psi = \Psi_0 e^{-i\omega t}$. При товщині h п'єзокерамічної оболонки перетворювача напруженість електричного поля в п'єзокераміці становить:

$$E_r = \frac{-\Psi_0}{h} \quad (1.23)$$

Як і раніше, приймемо, що п'єзокерамічна оболонка випромінювача і її внутрішній екран є нескінченними. Зовнішнє і внутрішнє середовища випромінювача є пружними і мають відповідні густини ρ_1, ρ_2 та швидкостями c_1, c_2 поширення звукових хвиль.

При радіальній поляризації п'єзокерамічної оболонки диференціальні рівняння електромеханічних коливань набувають вигляду [18,19,37]:

$$\begin{aligned} (1 + \beta_k) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} &= \alpha \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ -\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \beta_k \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} - \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right) - w + \frac{e_{31}}{C_{11}^E} r_0 E_r + \frac{a}{h} q_r &= \alpha \gamma \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Тут $e_{31} C_{11}^E$ - п'єзоелектрична стала і модуль пружності при нульовій електричній напруженості при радіальній поляризації.

При розв'язку досліджуваної задачі використаємо вирази, наведені в попередньому підрозділі. Радіальні W та тангенціальні U зміщення точок серединної поверхні п'єзокерамічної оболонки визначені розкладами (1.15). Акустичні поля представлені у внутрішній і зовнішній областях досліджуваного випромінювача виразами (1.10) і (1.9). Умови спряження механічних і акустичних полів і в цьому випадку формуються виразами (1.4) – (1.6).

Підставивши вирази (1.15) в перше рівняння системи (1.24), одержимо зв'язок між зміщеннями U і W у вигляді (1.16).

З урахуванням співвідношень (1.16), (1.10), (1.9) друге рівняння системи (1.23) після ряду перетворень, в тому числі і на основі повноти і ортогональності систем кутових функцій $e^{-in\varphi}$ на інтервалі $[0, 2\pi]$, набуває вигляду :

$$R_\nu W_\nu + \frac{\alpha}{h} i\omega [\rho A_\nu H_\nu^{(1)}(kr_2)] - \rho_1 \sum_m C_m J_{m-\nu}(k_1 l_{0'0}) \times e^{i(m-\nu)\varphi_{00}} \times \Delta_{m\nu}(k_1 r_1)] = \frac{e_{31}}{c_{11}^E} \frac{r_0 \Psi_0}{4\pi^2} Q_\nu,$$

$$Q_\nu = \int_0^{2\pi} e^{-i\nu\varphi_s} d\varphi_s = \begin{cases} 2\pi n \text{ при } \nu = 0; \\ 0 \text{ при } \nu \neq 0; \end{cases} \quad \nu = -\infty, 0, \infty;$$

$$R_\nu = \frac{\alpha^2 \gamma^2 \omega^4 - \alpha \gamma \omega^2 (1 + \beta n^2) (n^2 + 1) + \beta n^2 (n^2 - 1)^2}{\alpha \gamma \omega^2 - (1 + \beta) n^2} \quad (1.25)$$

Із умови (1.5) після ряду перетворень з використанням виразів (1.9) та (1.15) маємо :

$$W_n = \frac{H_n^{(1)}(kr_2)}{ic} A_n \quad (1.26)$$

Із умови (1.4) після ряду перетворень з використанням виразів (1.13)-(1.15) та властивостей повноти і ортогональності кутових функцій $e^{in\varphi}$ а інтервалі $[0, 2\pi]$ для визначення зв'язку між коефіцієнтами розкладів в ряди механічних полів і акустичних полів маємо співвідношення (1.19).

В кінцевому результаті при сумісному розгляді і перетвореннях рівнянь (1.25), (1.26) та (1.19) нескінченна система лінійних алгебраїчних рівнянь, на основі якої можуть бути одержані чисельні значення шуканих коефіцієнтів A_n та C_m розкладів в ряди акустичних полів, а відтак, і самих акустичних, механічних і електричних полів досліджуваного перетворювача, набуває вигляду:

$$\begin{cases} \frac{1}{ic} A_n H_n^{(i)}(kr_2) - \frac{1}{ic} \left[\sum_m C_m J_{m-n}(k_1 l_{0'o}) e^{i(m-n)\varphi_{0'o}} \Delta'_{nm}(k_1 r_1) \right] = 0; \\ \left[\frac{R_\nu}{ic} + \frac{\alpha}{h} i\omega [\rho A_\nu H_\nu^{(i)}(kr_2) - \rho_1 \sum_m C_m J_{m-\nu}(k_1 l_{0'o}) \times e^{i(m-\nu)\varphi_{0'o}} \Delta_{\nu m}(k_1 r_1)] \right] = -\frac{e_{31}}{C_{11}^E} \frac{\Psi_0 r_0}{4\pi^2} Q_\nu; \end{cases} \quad (1.27)$$

$$n = -\infty, n, \infty; \nu = -\infty, 0, \infty;$$

Регуляризація нескінченної системи (1.27) для забезпечення наступного її розв'язку методами редукції або послідовних наближень може бути здійснена шляхом введення заміни невідомих A_n та C_m новими невідомими \widetilde{A}_n та \widetilde{C}_m із співвідношеннями (1.22). Розв'язок нової нескінченної системи методом редукції дозволяє визначити кількісні значення невідомих $\widetilde{A}_n, \widetilde{C}_m, W_n$ та U_n і на їх основі розрахувати параметри всіх фізичних полів, які приймають участь у випромінюванні звуку циліндричними п'єзокерамічними перетворювачами з внутрішніми

акустичними екранами м'якого типу і радіальною поляризацією їх п'єзокерамічних оболонок. Рівень редукції визначається існуючою можливістю перевірки виконання умов спряженості і механічних, і акустичних полів на межах часткових областей та закону збереження енергії.

Висновки по розділу 1

Розглянуті особливості побудови циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з акустичними екранами. Визначені недоліки таких перетворювачів у випадку виконання екранів у вигляді зовнішніх конструкцій. Запропонована схема побудови циліндричних перетворювачів при перенесенні акустичних екрануючих конструкцій у внутрішню порожнину перетворювачів та визначені її позитивні якості.

Розглянута фізична модель екранованого циліндричного перетворювача у випадку виконання екрану у вигляді акустично м'якого циліндричного тіла, поздовжня вісь якого зміщена відносно поздовжньої вісі п'єзокерамічної оболонки перетворювача. Визначальною умовою побудови такого перетворювача є заповнення його внутрішньої порожнини пружним середовищем. Розроблена розрахункова модель циліндричного п'єзокерамічного перетворювача з внутрішнім екраном для режиму випромінювання звуку. Визначні методи розв'язку хвильових задач такого типу, які враховують особливості випромінювання звуку досліджуваними перетворювачами. До цих особливостей віднесені зв'язаність електричних, механічних та акустичних полів при перетворенні енергії і взаємодія акустичних полів п'єзокерамічної оболонки та екрану при формуванні акустичних полів, обумовлена мноюкратністю відбиття випромінюваних та розсіяних звукових хвиль. Математично ці особливості враховуються сумісним розв'язком системи диференційних рівнянь, до складу якої входять рівняння Гельмгольца, рівняння електромеханічних коливань п'єзокерамічної оболонки та рівняння стану п'єзокераміки.

Розв'язок цієї системи диференціальних рівнянь з урахуванням умов спряження механічних та акустичних полів на границях часткових областей, пов'язаних з тілами досліджуваного перетворювача, зведемо до розв'язку нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Регуляризація системи дозволяє застосувати до неї методи редукції або послідовних наближень.

РОЗДІЛ 2. ВЛАСТИВОСТІ МЕХАНІЧНИХ ПОЛІВ ЦИЛІНДРИЧНИХ П'ЄЗОКЕРАМІЧНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ З ВНУТРІШНІМИ ЕКРАНАМИ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ОСОБЛИВОСТЕЙ ЇХ КОНСТРУКТИВНОГО ВИКОНАННЯ.

2.1 Параметри досліджуваних механічних полів.

Як було показано раніше, гідроакустичні перетворювачі виконують дві функції – перетворення одного виду енергії в інші види і формування акустичної енергії в оточуючому середовищі. Раніше при виконанні проектних робіт зв'язок між цими функціями здійснювався шляхом задання амплітудних значень та розподілів коливальних швидкостей по активним поверхням перетворювачів. При проектуванні перетворювачів це забезпечувало можливість розрахунків всіх їх параметрів згідно з еквівалентними електромеханічними схемами [3÷9,37,38]. Виходячи із значень амплітуд коливальних швидкостей, розраховуватися і параметри динамічної міцності перетворювачів в режимі випромінювання звуку [37,38,53,69]. При проектуванні гідроакустичних антен задання коливальної швидкості їх випромінювачів є необхідною умовою розрахунків як локальних, так і інтегральних характеристик антен [37,53,63,69]. Наведене є ілюстрацією важливості знання всіх особливостей механічних полів гідроакустичних перетворювачів.

В той же час наведеному вище підходу притаманний дуже суттєвий недолік. Він полягає в тому, що при заданні значень коливальних швидкостей поверхонь випромінювачів принципово виключається можливість врахування змін цих коливальних швидкостей за рахунок як реакцій оточуючих середовищ, так і акустичної взаємодії випромінювачів у складі антени завдяки обміну між ними випроміненими і відбитими акустичними хвилями. Це обумовлено тим, що незалежність коливальної швидкості від вказаних вище фізичних факторів може бути в тому числі і тоді, коли випромінювач являє собою генератор коливальної швидкості з нескінченно великим внутрішнім опором. Це є ідеалізація, на відміну від якої реальні випромінювачі характеризуються кінцевими значеннями свого

внутрішнього механічного імпедансу. Тому їх коливальна швидкість залежить від внутрішнього імпедансу, реакцій оточуючих середовищ та акустичної взаємодії випромінювачів в антені. Саме в зв'язку з цим механічні поля реальних випромінювачів можуть суттєво відрізнятися від тих, що визначалися з використанням ідеалізованих схем.

Наведений в розділі 1 підхід при визначенні фізичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми акустичними екранами, враховує всі перераховані вище особливості їх функціонування. Тому на основі одержаних аналітичних співвідношень можуть бути розраховані механічні поля досліджуваних випромінювачів, які будуть більш реальними, ніж в ідеалізованих модельних уявленнях.

Слід зауважити, що в останні роки з'являлася доволі значна кількість робіт, присвячених дослідженню механічних полів випромінювачів на основі описаного вище підходу. Особливістю цих досліджень є розв'язок так званої «наскрізної задачі» випромінювання звуку, коли заданими параметрами випромінювачів є не значення амплітуд та розподілів коливальної швидкостей, а підведена до випромінювачів електрична напруга. Такий підхід дозволяє врахувати при проектуванні випромінювачів не тільки умови їх функціонування, але й конструктивні особливості їх побудови. Більшість з цих робіт присвячена розгляду одиночних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів.

В роботах [21÷26,31] враховується взаємодія циліндричного випромінювача з оточуючим середовищем і акустична взаємодія кілець по висоті циліндра. При цьому радіальна симетрія акустичного навантаження випромінювача не порушується.

В роботах [27,31,34-36,55-58,67-71,72-75] механічні поля визначаються при врахуванні взаємодії п'єзокерамічної оболонки одиночного випромінювача як з оточуючими її середовищами, так і з акустичним екраном. Цей екран може розміщуватися як у внутрішньому об'ємі оболонки [27,72-75], так і ззовні її [19-23,27,31,34-36]. Він може порушувати радіальну симетрію акустичного навантаження оболонки, а може не змінювати її. Це залежить від конструктивних

характеристик екрана та характеру розміщення оболонки та екрану. Визначені властивості механічних полів є наслідками структурних особливостей в побудові випромінювачів. На відміну від наведених вище робіт в роботах [54-63,76] враховано вплив взаємодії п'єзокерамічних циліндричних випромінювачів в плоскій антенній решітці без екранів по акустичному полю на формування механічних полів випромінювачів. Такі ж дослідження висвітили в роботах, присвячених круговим циліндричним випромінюючим антенам з екраном у внутрішньому об'ємі антен.

Узагальнюючи опубліковані матеріали, можливо стверджувати, що як і у випадку окремих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, так і у випадку антенних решіток різних конфігурацій механічні поля суттєвим чином залежать від рівня всіх означених видів акустичної взаємодії. Остання в свою чергу визначається конструктивними особливостями побудови як антен, так і випромінювачів.

Тому при зміні варіантів їх побудови будуть змінюватись всі фізичні поля і антен, і випромінювачів, що потребує виконання проектних робіт по ним, починати з досліджень особливостей цих полів.

Виходячи з наведеного, в якості досліджуваних характеристик механічних полів циліндричних перетворювачів з внутрішнім екраном прийняті частотні та кутові залежності амплітуд та фаз коливальних швидкостей поверхонь випромінювачів. При цьому, оскільки розміщення екранів циліндричних випромінювачів порушує радіальну симетрію їх акустичного навантаження, доцільно досліджувати дві складові коливальної швидкості випромінювачів – радіальну $\frac{dW}{dt}$ і окружну $\frac{dU}{dt}$.

Розрахункові вирази для визначення цих складових коливальної швидкості випромінювача мають вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= -i\omega W = -i\omega \sum_n W_n e^{in\varphi} \\ \frac{dU}{dt} &= -i\omega U = -i\omega \sum_n U_n e^{in\varphi} \end{aligned} ; \quad (2.1)$$

Коефіцієнти W_n і U_n системи (2.1) визначаються шляхом розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.21) для випромінювачів

з окружною поляризацією та виду (1.27) – для випромінювачів з радіальною поляризацією.

Оскільки метою роботи є встановлення закономірностей поведінки фізичних полів циліндричних перетворювачів з внутрішніми екранами в залежності від конструктивних особливостей їх побудови, то вказані вище характеристики механічних полів будемо визначати в залежності від:

конструкційного виконання внутрішніх екранів випромінювачів;

фізичних характеристик рідинних середовищ у внутрішніх об'ємах випромінювачів;

складу застосованої в конструкціях випромінювачів п'єзокераміки та її поляризації;

конструкційних розмірів випромінювачів та їх елементів.

При розрахунках параметрів механічних полів приймалися наступні значення параметрів і характеристик елементів конструкцій досліджуваних перетворювачів. Досліджуваний частотний діапазон складав $0 \div 20$ кГц.

Напруга збудження випромінювачів становила 200В. Випромінювачі виготовлялись із п'єзокераміки складів ЦТБС-3, ЦТС-19, ТБК-3 і мали окружну або радіальну поляризацію. Характеристики матеріалів наведені в табл. 2.1.

Табл. 2.1

| Параметри | Марка п'єзокераміки | | |
|--|---------------------|--------|-------|
| | ЦТБС-3 | ЦТС-19 | ТБК-3 |
| Густина ρ , кг/м ³ | 7210 | 7740 | 5400 |
| Швидкість звуку c , м/с | 3200 | 3000 | 4400 |
| П'єзомодуль $d_{31} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | 134 | 125 | 49 |
| П'єзомодуль $d_{33} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | 286 | 304 | 121 |

| | | | |
|--|------|------|------|
| Модуль пружності $C_{11}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 15,1 | 10,9 | 15,7 |
| Модуль пружності $C_{33}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 13,6 | 9,3 | 15,3 |

Середні радіуси оболонок випромінювачів та їх товщини змінювалися в межах $r_0 = 0,068\text{ м} - 0,12\text{ м}$ та $h = 0,008\text{ м} - 0,012\text{ м}$. Кількість призм в оболонках приймалося рівною $N=48$. Внутрішні об'єми випромінювачів заповнювалися рідинами з густинами ρ_1 та швидкостями звуку c_1 , що забезпечували хвильові опори $\rho_1 c_1 = 1,5 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}; 2,25 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}; 0,5 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$.

У внутрішньому об'ємі оболонок випромінювачів розміщувалися акустично м'які циліндричні екрани радіусами a_0 від $0,2 r_0$ до $0,9 r_0$. Відстань між поздовжніми вісями екрана і оболонки визначалась виразом $l_{00} = r_0 - \frac{h}{2} - a_0 - 0,003\text{ м}$.

Частотні залежності коливальних швидкостей розраховувалися в центрах випромінюючих поверхонь перетворювачів.

2.2 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх внутрішніх екранів.

Як вже відмічалось раніше, циліндричні випромінювачі з внутрішніми екранами мають дві конструктивні особливості, які суттєво впливають на формування їх механічних полів порівняно з механічними полями п'єзокерамічних оболонок цих випромінювачів. Ці особливості полягають у заповненні рідиною внутрішніх об'ємів оболонок і введенні в цей об'єм певних розсіюючих звук тіл заданої конфігурації. При цьому звернемо увагу на ряд фізичних обставин, суттєво впливаючих на формування механічних полів досліджуваного перетворювача. Перша із них зв'язана з тим, що при заданому способі електричного збудження перетворювач його електричне поле являється радіально симетричним. В цьому випадку в механічному полі п'єзокерамічної оболонки перетворювача збуджується тільки одна власна форма коливань нульова і вона має один власний резонанс.

Друга обставина зумовлена тим, що не співвісне розміщення у внутрішній порожнині п'єзокерамічної оболонки циліндричного акустичного екрана порушує радіальну симетрію перетворювача. В системі з порушеною симетрією з'являються наступні моди, амплітуди коливальних швидкостей яких можна порівняти з амплітудами швидкості нульової моди [27,31-36]. Це свідчить про те, що енергія, яка «закачується» в перетворювач тільки на нульовій моді, в його механічному полі перерозподіляється між усіма формами коливань перетворювача і одномодовий перетворювач перетворюється у багатомодовий.

Третя обставина пов'язана з наявністю пружного середовища у внутрішній порожнині п'єзокерамічної оболонки та наявності зазору між оболонкою і екраном. В цьому випадку звукова енергія, випромінювана внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки в зазор, починає грати суттєву роль в формуванні механічного поля перетворювача. Оскільки у даному випадку величина зазору між оболонкою і екраном неперервно змінюється, то і її роль в формуванні цього поля на різних ділянках зазору буде різною. На ділянках з відносно малими хвильовими розмірами зазору вплив зазору малий. Найбільш суттєвий вплив зазору, відбувається на тих ділянках, де хвильовий розмір зазору $\frac{2(r_0 - \frac{h}{2} - a_0)}{\lambda}$ аходиться у області 0.25. При цьому на цих ділянках зазору виникає стояча хвиля, яка являється результатом взаємодії прямої хвилі, випроміненою п'єзокерамічною оболонкою у внутрішню порожнину, і хвилі, відбитої від екрану. Наслідком цього являється різке підвищення звукового тиску. Така поведінка відповідає резонансним явищам, які мають місце в своєрідному механічному контурі, утвореним механічними параметрами зазору і приєднаних мас середовища на зовнішніх і внутрішніх поверхнях перетворювача [3]. Описані явища мають відобразитися на частотних характеристиках амплітуд і фаз коливальної швидкості основної збуджуючої моди – нульової моди коливань.

Для підтвердження правильності цих якісних розмірковувань виконаємо чисельні експерименти і проведемо аналіз їх результатів.

Використовуючи наведені аналітичні співвідношення, дослідимо властивості механічних полів циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми акустично м'якими екранами в залежності від розмірів екрану та ступеню віддалення його від центру перетворювача. Розрахунки параметрів полів перетворювача здійснювались для таких характеристик: п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_0 = 0,068 м$; $h = 0,008 м$; $a_0 = 0.2r_0$; $0.5r_0$; $\theta_{\rho\rho'} = 0^\circ$; $\rho c = \rho_1 c_1 =$

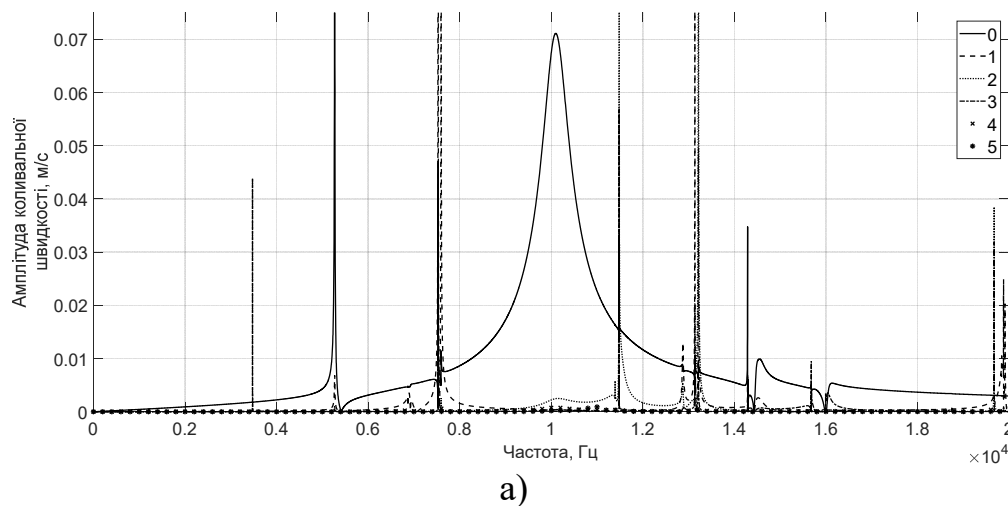
частотних залежностей амплітуд та фаз коливальної швидкості виконувалися в точці з координатами (0.072м, 180°). При цьому мінімальна відстань між зовнішньою поверхнею екрану та внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки зберігається постійно.

[illegible]

Рис. 2.1 Схема розміщення екрану у внутрішній порожнині оболонки.

По-перше, амплітуди коливальних швидкостей деяких із знову генерованих мод порівняні з амплітудою нульової моди. Оскільки при радіальній симетрії електричної завантаженості перетворювача електрична енергія в циліндричному п'єзокерамічному перетворювачі перетворюється в механічну тільки на нульовій моді його коливань, це значить, що йде її ефективний перерозподіл між наступними модами коливань перетворювача. По-друге, кількість мод, ефективно «відсмоктуючих» енергію з нульової моди, та розподіл амплітуд їх коливальних швидкостей по частотам залежать від розмірів екрану та ступіню його віддаленості від центру п'єзокерамічної оболонки.

При малих розмірах екрану ($a_0 \sim 0.2 r_0$) та великих відстанях $l_{00'}$ (рис.2а) кількість заново генерованих мод найбільша, амплітуди їх коливальних швидкостей однакові або значно перевищують амплітуду швидкості нульової моди. При цьому більшість механічних резонансів, що генеруються цими модами, зосереджується у низькочастотній області, а значення їх частот в $(3 \div 5)$ раз менше основної резонансної частоти п'єзокерамічної оболонки перетворювача.



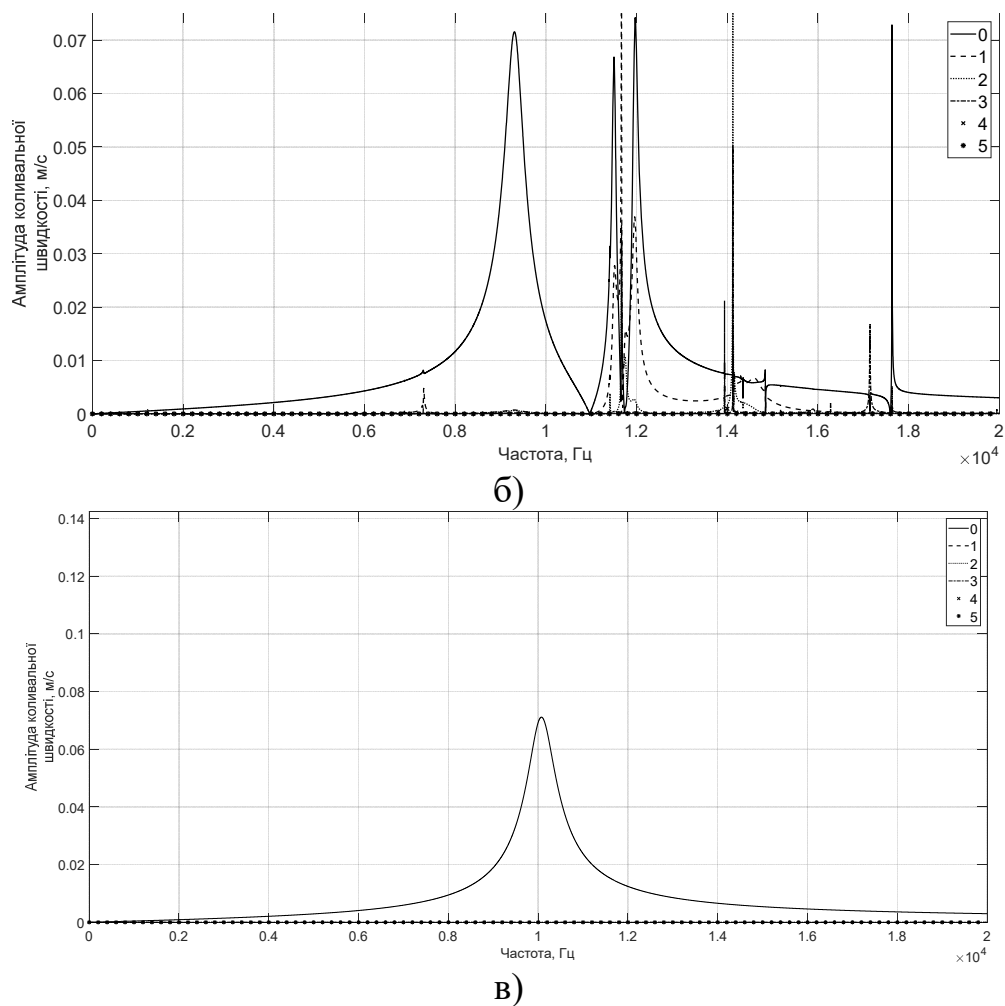


Рис.2.2 Частотні залежності амплітуд мод коливальних швидкостей екранованого випромінювача при $a_0 = 2r_0$ (а); $a_0 = 0,5r_0$ (б); $a_0 = 0,9r_0$ (в).

Нульова мода зберігає незмінною свою резонансну частоту, але змінює свої частотні залежності. На цій залежності в області низьких частот (~ 5.2 кГц) з'являється новий додатковий резонансний викид. Цей викид виникає в області частот, для яких розмір зазору становить близько 0.25 відповідної їм довжини хвилі у середовищі, що наповнює внутрішню порожнину перетворювача. Він зумовлений взаємодією прямих хвиль, випромінених в області цих частот внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки перетворювача, і хвиль, відбитих на цих частотах внутрішнім екраном. Цей висновок підтверджується тим, що при ($a_0 \cong 0.3r_0$) додатковий резонанс нульової моди переміщується в область частот, близьких до 6.5 кГц, а при подальшому збільшенні $a_0 \cong 0.5r_0$ в область частот (11-12)кГц. Збільшення розмірів екрану ($a_0 \cong 0.5r_0$) суттєво змінює встановлені вище закономірності. Моді, формуючі механічні резонанси в низькочастотній області,

зникають. Додаткові механічні резонанси концентруються в резонансній (8кГц-14кГц) та високочастотній (14кГц-20кГц) областях, а амплітуди їх коливальних швидкостей зрівнюються з амплітудою швидкості нульової моди. При цьому частотна залежність амплітуди коливальної швидкості нульової моди в резонансній області значим чином змінює свою форму. Її власна резонансна частота зменшується. Це обумовлено тим, що при акустично м'якому екрані і слабкому прояві пружних властивостей рідини в проміжку зміни об'єму рідини в ньому відбувається за рахунок переміщення шару рідини практично як одного цілого [27]. Наслідком цього є масовий характер реакції рідини в шарі на рух п'єзокерамічної оболонки, що являється причиною деякого зменшення її власної резонансної частоти. Це і демонструє резонансна крива (рис.2б). Про фізичні причини появи нових резонансних частот нульової моди коливань п'єзокерамічної оболонки згадувалось раніше. Окрім механічних резонансів нульової моди коливань в резонансній та високочастотній областях виникають механічні резонанси, обумовлені знову генерованими модами коливань, наступними за нульовою модами.

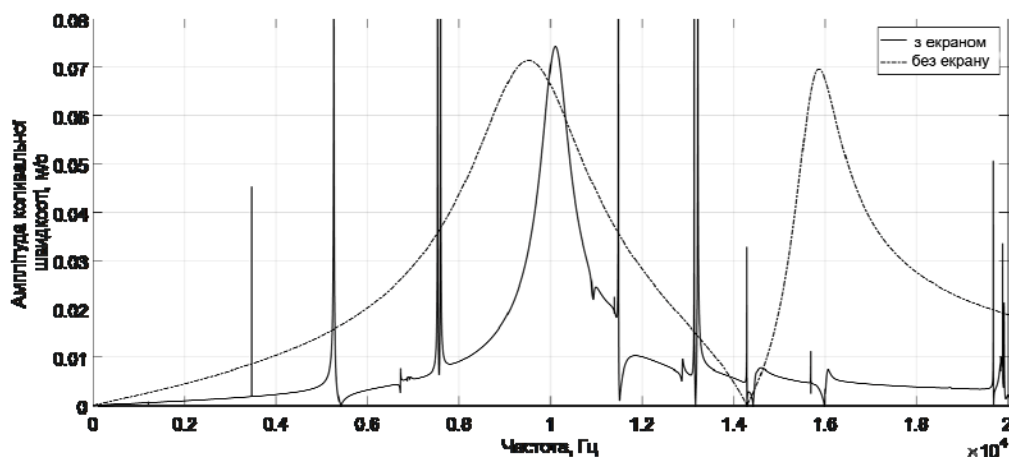
Подальше збільшення діаметру акустичного екрану до ($a_0 \cong 0.9r_0$) та вище супроводжується (рис.2в) втратою як додаткових резонансів нульової моди п'єзокерамічної оболонки, так і генерування нових більш високих мод коливань. При цьому вплив зазору зменшується, а пружні властивості рідини в ньому починають проявлятися, що супроводжується невеликим збільшенням власної резонансної частоти п'єзокерамічної оболонки та перетворювача в цілому.

Наведені вище результати по частотним залежностям коливальних швидкостей модових складових механічного поля природним чином визначають і частотну залежність повної коливальної швидкості перетворювача.

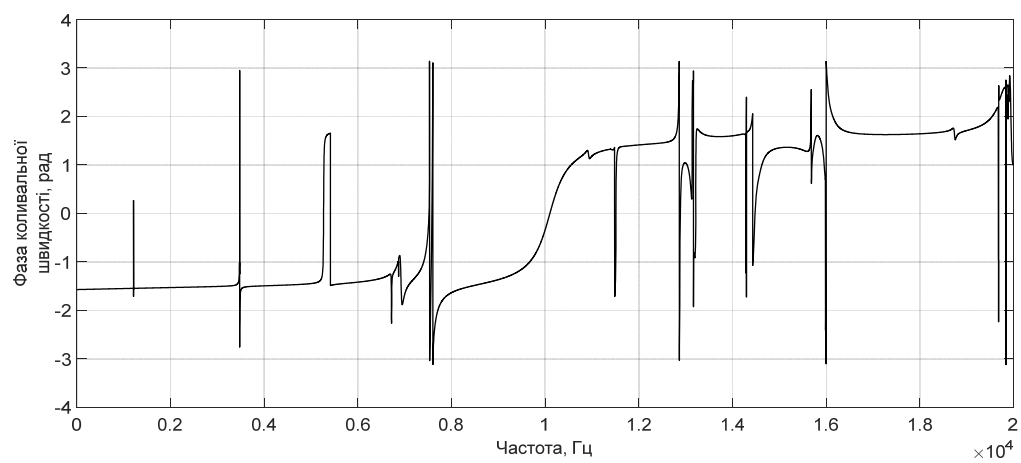
Аналіз графіків (рис.2.3) дозволяє встановити наступні закономірності. У відсутності екрану частотна залежність коливальної швидкості перетворювача являє собою двохрезонансну криву. Її перший резонанс визначається власним резонансом п'єзокерамічної оболонки, другий є резонансом об'єму рідини у внутрішній порожнині оболонки. Введення до складу перетворювача акустично м'якого несиметрично розташованого циліндричного екрану повністю змінює описані вище

частотні залежності амплітуд та фаз перетворювача. При цьому принципово важливу роль набувають розміри екрану та ступінь віддаленості його від центру перетворювача. При малих розмірах екрану ($a_0 \cong 0.2r_0$) та максимально допустимому віддаленні його від центру перетворювача (рис.2.3 а,б) спектр власних частот перетворювача суттєво збагачується та розширюється як в область низьких, так і високих частот. Про те, що всі ці частоти відносяться до резонансних, свідчить фазочастотна характеристика (рис.2.3б) перетворювача. Особливо цікавим для практики є генерування механічних резонансів перетворювача без зміни його розмірів в низькочастотній області із значеннями частот, в (2-8) раз меншими значення власної резонансної частоти п'єзокерамічної оболонки.

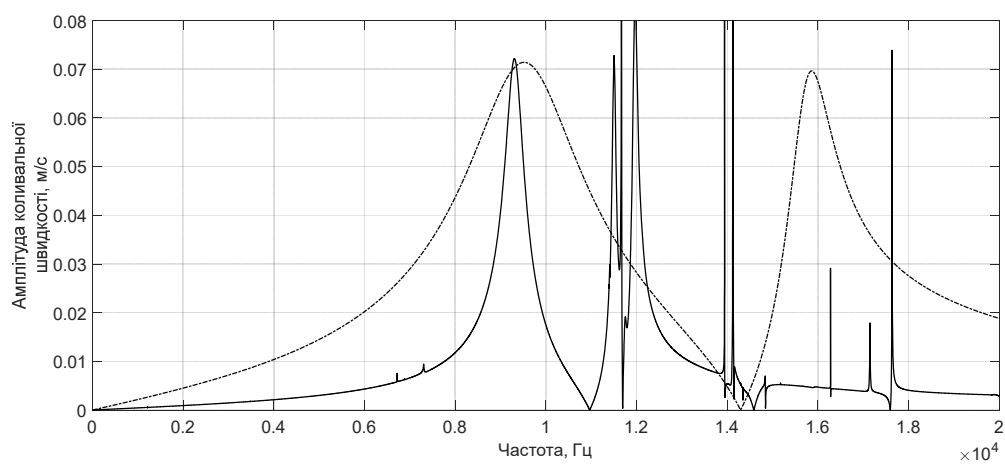
При цьому амплітуди коливальних швидкостей перетворювача на цих зново генерованих резонансах рівні, а в деяких випадках перевищують амплітуду швидкості коливань на власному резонансі оболонки, хоча їх резонансні області значно звужуються у порівнянні з останньою.



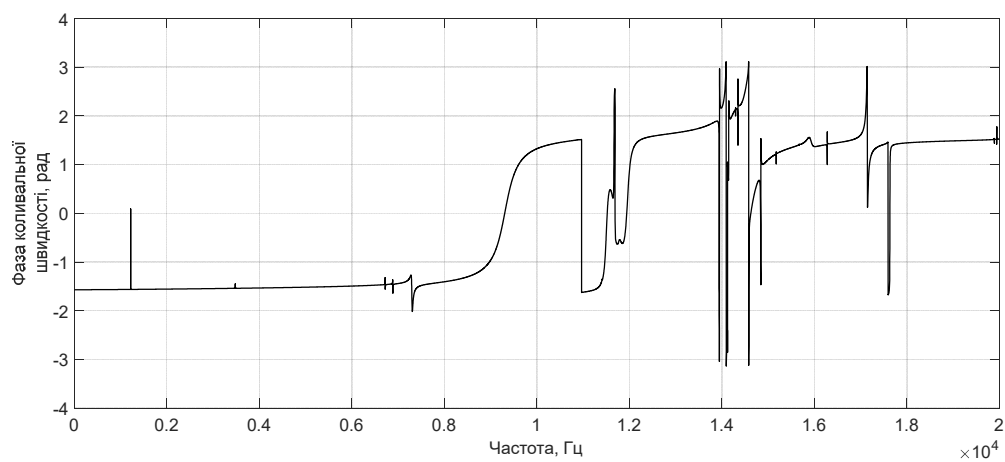
а)



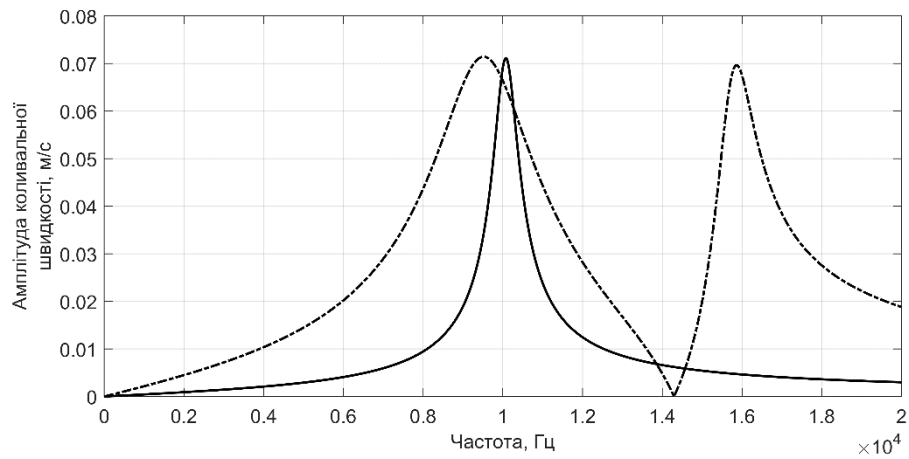
б)



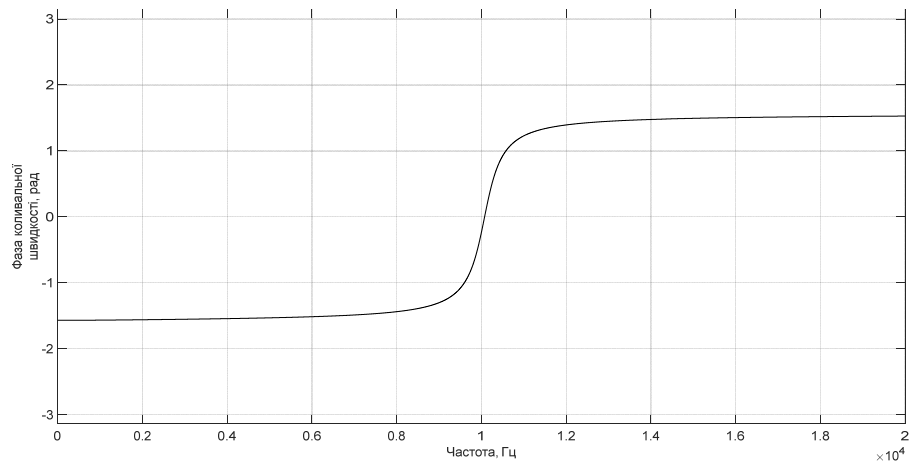
в)



г)



д)



е)

Рис. 2.3. Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) коливальної швидкості екранованого випромінювача для розмірів екрану $a_0 \cong 0.2r_0$ (а,б); $a_0 \cong 0.5r_0$ (в,г); $a_0 \cong 0.9r_0$ (д,е).

Збільшення розмірів екрану ($a_0 \cong 0.5r_0$) та пов'язане з ним зменшення ступеню порушення радіальної симетрії перетворювача супроводжується різким зменшенням кількості заново генерованих механічних резонансів в низькочастотній області та збільшенням їх кількості в резонансній та високочастотній областях (рис.2.3 в,г). При подальшому збільшенні розмірів екрану ($a_0 \cong 0.9r_0$) перетворювач з внутрішнім екраном (рис.2.3д,е) втрачає спроможність генерування додаткових механічних резонансів, а його частотні характеристики наближаються до частотних характеристик п'єзокерамічної оболонки перетворювача в вакуумі.

Співставлення між собою графіків рис.2.2 та 2.3 дозволяє зробити висновок, що резонанси повної коливальної швидкості перетворювача з екраном утворені механічними резонансами як стоячих хвиль нульової моди коливань його п'єзокерамічної оболонки, так і заново генерованих мод. При цьому ефективність перетворювача з екраном в резонансній області (8-12)кГц практично не залежить від розмірів екрану.

Визначимо тепер особливості кутового розподілу коливальної швидкості на поверхні перетворювача з внутрішнім екраном. Перш за все відмітимо, що при радіальних симетриях електричного збудження та схеми побудови перетворювача з екраном розподіли амплітуд та фаз його коливальних швидкостей по поверхні перетворювача є однорідними, оскільки в ньому збуджувалась лише нульова мода коливань. Порушення симетрії побудови перетворювача, що призводить до генерації наступних за нульовою модою коливань та появи на окремих ділянках внутрішнього об'єму перетворювача стоячих хвиль, створює фізичні умови виникнення неоднорідності кутового розподілу коливальної швидкості перетворювача. При цьому в різних частотних діапазонах ця неоднорідність буде різною, оскільки вона залежить від ступеню втрати радіальної симетрії схемою побудови перетворювача. Останнє визначається розмірами внутрішнього екрану та його віддаленням від центру симетрії п'єзокерамічної оболонки. Аналіз кривих (рис.2.4) показує, що найбільшій кутовій неоднорідності розподілу коливальної швидкості набуває перетворювач з малим екраном та великим віддаленням його від центру перетворювача (рис.2.4).

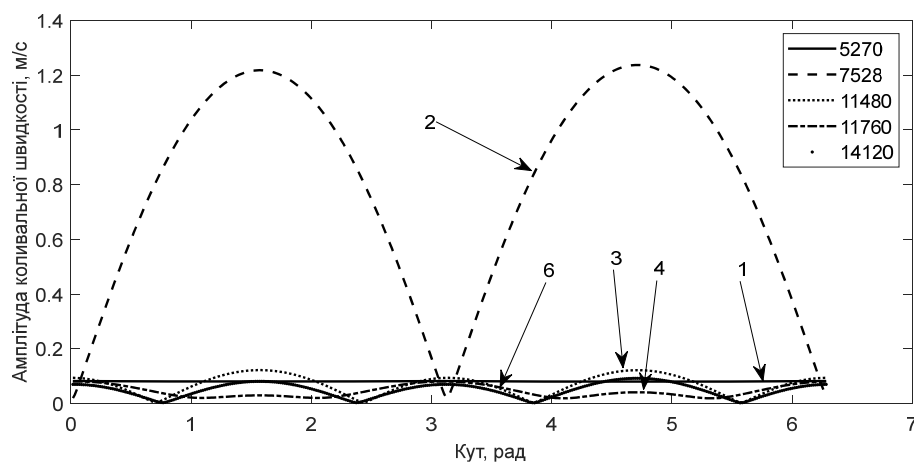


Рис.2.4. Кутові залежності амплітуд коливальної швидкості на заново згенерованих резонансних частотах при $a_0 \cong 0.2r_0$, $f = 5270\text{Гц}(1)$; $f = 7528\text{Гц}(2)$; $f = 11480\text{Гц}(3)$; $a_0 \cong 0.5r_0$, $f = 11760\text{Гц}(4)$; $f = 14120\text{Гц}(5)$;

По мірі збільшення розмірів екрану та зменшення відстані між поздовжніми вісями екрану та оболонки (рис.2.4.) неоднорідність кутового розподілу коливальної швидкості в низькочастотній області практично зникає, переміщуючись в резонансний та високочастотний діапазони. При великих розмірах екрану ($a_0 \cong 0.9r_0$) розподіл коливальної швидкості по поверхні випромінювача з екраном стає практично однорідним у всьому досліджуваному діапазоні.

При цьому аналіз коливальних швидкостей по модам коливань свідчить про те, що нові механічні резонанси на частотах (рис.2.3.) 5270Гц, 6700Гц, 14600Гц, 11530Гц, 11960Гц, 14850Гц формуються за рахунок власних резонансних частот внутрішнього об'єму екранованого випромінювача, збуджуваних нульовою модою коливань його. п'єзокерамічної оболонки. В той же час нові резонансні частоти (рис.2.3а) 6926Гц, 7528Гц, 11480Гц, 13140Гц, 15800Гц, 19680Гц, (рис.2.3.в) 11760Гц, 14120Гц, 17150Гц формуються першою та другою модами коливань, утвореними за рахунок асиметрії коливальної системи випромінювача.

До цього часу досліджувалися властивості механічних полів циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми екранами в залежності від розмірів екранів. Але при цьому при зміні розмірів екранів змінювалася і відстань $l_{00'}$ між поздовжніми вісями п'єзокерамічною оболонки та екрану. Видається цікавим дослідити залежності властивостей механічних полів досліджуваних перетворювачів від відстані $l_{00'}$ в чистому вигляді (Рис.2.5). Це можна здійснити, прийнявши розміри екрана сталими. Для встановлення закономірностей зміни частотних і кутових залежностей екранованих випромінювачів від відстані між вісями оболонки та екрану були виконані розрахунки та їх аналіз для наступних параметрів та характеристик випромінювачів: п'єзокераміка складу ЦТБС-3 $r_0 = 0,068\text{м}$; $h = 0.008\text{м}$; $N = 48$; $a_0 = 0.2$; $\theta_{00'} = 0$; $\rho c = \rho_1 c_1$; $l_{00'} = a_0$; $2a_0$; $3a_0$; $r_0 - a_0 - 0.003\text{м}$ (рис.2.5). Результати

розрахунків частотних залежностей коливальних швидкостей наведені на рис.2.6-2.7.

Аналіз і співставлення між собою графіків рис.2.3 та 2.6 дозволяє встановити закономірності поведінки коливальної швидкості при зміні степені несиметричності і схеми побудови екранованого перетворювача. При відсутності екрану частотна залежність амплітуди коливальної швидкості являє собою двогорбу криву, яка має два резонанси. Перший з них відповідає механічному резонансу п'єзокерамічної оболонки перетворювача в вакуумі.

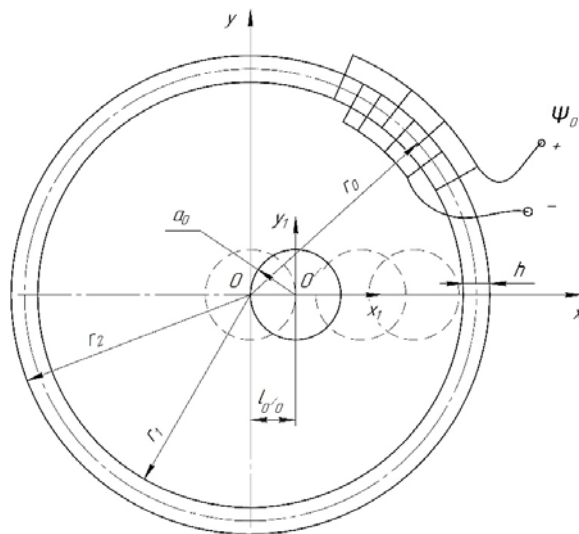


Рис.2.5. Схема розміщення екрану у внутрішній порожнині оболонки.

Другий резонанс визначається пружними властивостями рідини, яка заповнює внутрішній об'єм оболонки. Як відомо [27], наявність рідини всередині оболонки може приводити як до зниження, так і до підвищення резонансної частоти оболонки. Така поведінка визначається хвильовими розмірами оболонки на її резонансній частоті. Зокрема, оскільки $\kappa_1 r_0 < 2,4$, то наявність рідини в оболонці приводить до збільшення її резонансної частоти. Наведене додатково свідчить про те, що оскільки реальні джерела звуку відзначаються кінцевими значеннями свого внутрішнього механічного опору, то їх коливальна швидкість суттєво залежить як від внутрішнього імпедансу, так і від реакції зовнішнього оточуючого середовища. Тому зміною звукового поля у внутрішній порожнині перетворювача можливо управляти параметрами його механічного поля. Саме таку можливість дає введення

до складу перетворювача внутрішнього екрану, що і демонструють криві рис. 2.6 і 2.3.

При розміщенні екрану по центру п'єзокерамічної оболонки (рис.2.6а) радіальна симетрія побудови випромінювача зберігається, як і у випадку відсутності екрану. В цьому випадку двугорбистість частотної залежності амплітуди випромінювача зберігається, але хід кривої частотної залежності змінюється. По-перше, механічний резонанс самої п'єзокерамічної оболонки зростає, а сама резонансна область її значно (в 4-5 разів) звужується. Це обумовлено впливом імпедансу внутрішнього шару рідини, який на цих частотах має пружний характер.

По-друге, другий резонанс механічного поля випромінювача суттєво змінює свої чисельні значення і переміщується в область низьких частот. Фізичною причиною цього є те, що у випадку м'якості екрануючого циліндра пружні властивості шару рідини між оболонкою та екраном себе не проявляють. Зміни об'єму шару рідини в області відносно низьких частот здійснюються за рахунок переміщення цього шару як єдиного цілого. Завдяки цьому реакція цього шару рідини на коливання п'єзокерамічної оболонки має масовий характер, а, відтак, друга власна частота випромінювача зменшується. Зауважимо, що вплив цього встановленого ефекту має суттєві значення (більш ніж в 2 рази відносно випадку відсутності екрану).

Зміщення екрану від центру п'єзокерамічної оболонки (збільшення значення $l_{00'}$) порушує радіальну симетрію побудови екранованого випромінювача. Аналіз графіків рис.2.6 в,г та 2.3 свідчить про те, що в механічному полі циліндричного п'єзокерамічного перетворювача з порушеною радіальною симетрією при збереженні при цьому радіальної симетрії збуджуючого перетворювач електричного поля з'являється цілий спектр нових власних частот.

Кількість цих нових резонансних частот та їх чисельні значення залежать від кількісних значень відстані $l_{00'}$. При цьому має місце наступна якісна закономірність. При збільшенні величини $l_{00'}$, тобто більшого порушення радіальної симетрії

перетворювача, чисельні значення власних частот, в тому числі і власної частоти п'єзокерамічної оболонки, зміщуються в сторону менших значень.

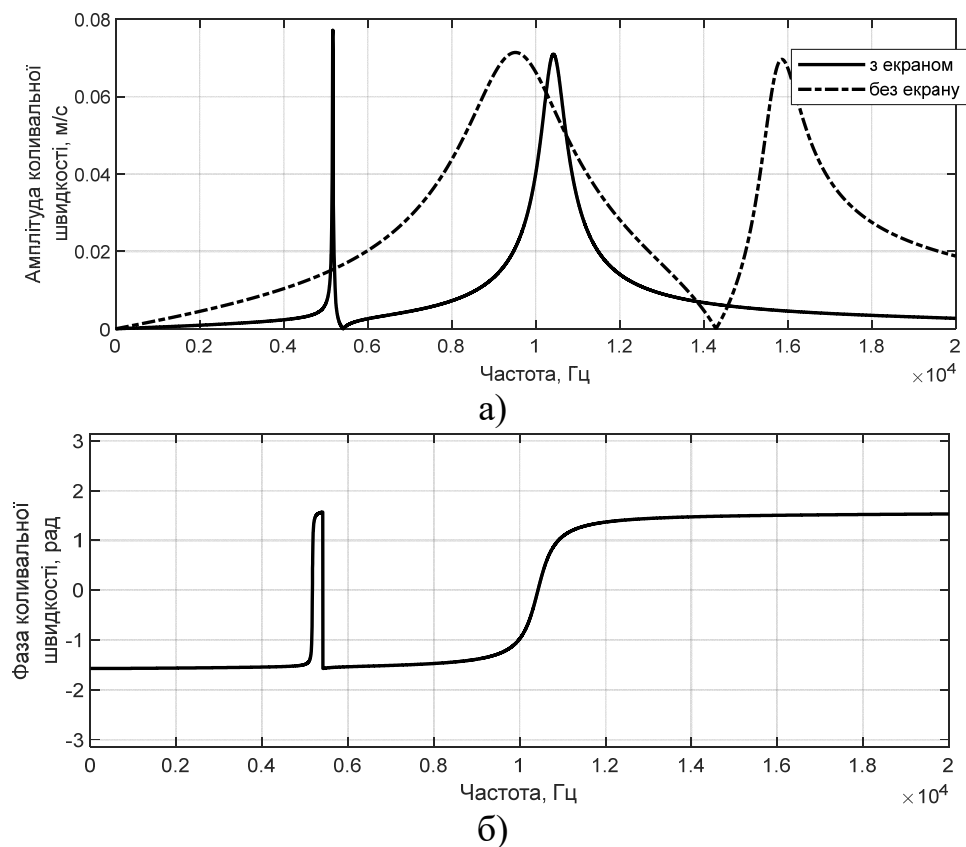
Як було показано вище, є кілька фізичних причин появи вставлених закономірностей поведінки механічних полів перетворювачів з внутрішніми екранами. До них відносяться:

реакція шару рідини між екраном і оболонкою на рух оболонки;

поява стоячих хвиль в зазорі між циліндричною оболонкою і циліндричним екраном, які є результатом взаємодії прямої хвилі, випромінюваної оболонкою, і відбитої екраном хвилі;

поява в механічному полі перетворювача мод коливань, наступних за нульовою модою, у перетворювачів з порушеною радіальною симетрією побудови при збереженні такої симетрії їх електричного збудження.

Перша фізична причина пояснює умови появи низькочастотного власного резонансу.



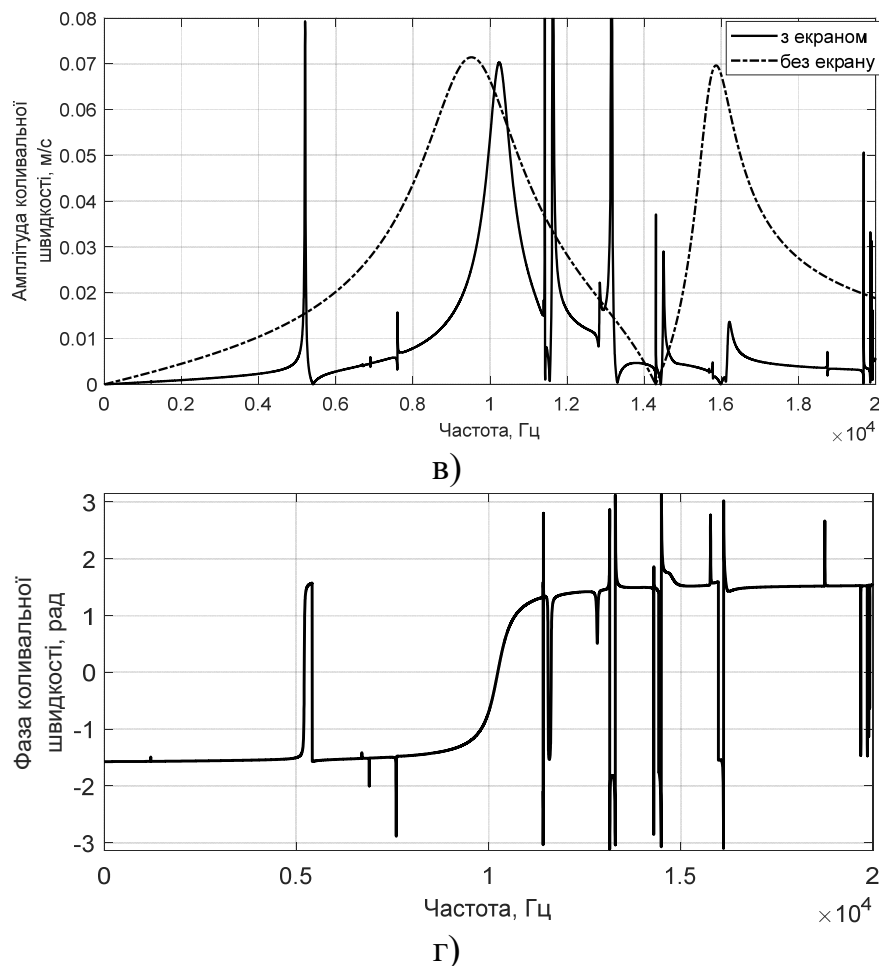


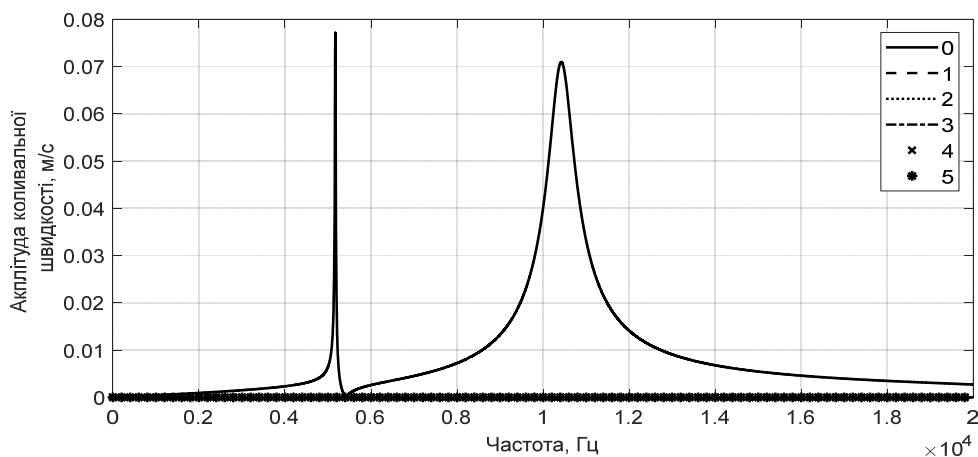
Рис.2.6. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б,г) коливної швидкості екранованого випромінювача $l_{00'} = 0(a, б); 2a(в, г)$.

Друга фізична причина пояснює умови появи нових власних частот механічного поля перетворювача в тих частотних областях, же хвильова ширина зазору між ділянкою поверхні п'єзокерамічної оболонки і екраном досягає значень, близьких 0.25 або непарних їм. В цьому випадку імпеданс перетворювача практично повністю визначається хвильовими процесами, які мають місце на цих ділянках зазору. Зауважимо при цьому, що ці причини пов'язані лише з нульовою модою коливань перетворювача. Свідчення цього є графіки рис.2.7 і 2.2.

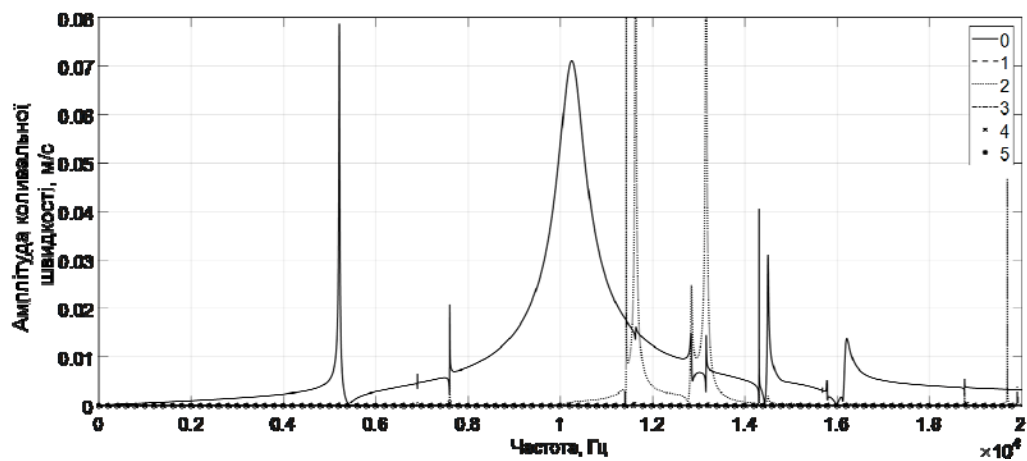
Вплив на механічні поля третьої фізичної причини демонструють графіки рис 2.6.б і 2.2а. Дійсно, аналіз складу мод коливань п'єзокерамічної оболонки екранованого перетворювача показує, що при збереженні радіальної симетрії його побудови (рис.2.7а) в його оболонці збуджується лише нульова мода коливань. Порушення радіальної симетрії обумовлює появу наступних за нульовою мод коливань. При цьому має місце ряд закономірностей. По- перше, кількість заново

генерованих мод збільшується із збільшенням відстані $l_{00'}$, що є характеристикою збільшення несиметричності конструкції перетворювача. По-друге, при збільшенні величини $l_{00'}$ власні резонанси додаткових мод зміщуються в сторону низьких частот. По-третє, при збільшенні l_{00} амплітуда коливальних швидкостей окремих мод становляться порівняними або навіть суттєво перевищують амплітуди нульової моди не тільки на частотах власних резонансів цих мод, але й на власному резонансі нульової моди. По-четверте, резонансні смуги коливальних швидкостей додаткових мод коливань суттєво (в кілька десятків разів) менші власної резонансної смуги оболонки перетворювача. Порівняння частотних залежностей амплітуд коливальних швидкостей екранованого перетворювача (рис 2.6 в,г) і мод його коливань (рис.2.7б) свідчить про те, що багато модовість екранованого перетворювача обумовлюється частотною поведінкою коливальної швидкості як його нульової моди, так і заново генерованих мод, наступних за нульовою.

Дослідимо тепер кутові залежності коливальної швидкості екранованого перетворювача. Практичний інтерес представляють такі залежності на заново генерованих власних частотах такого перетворювача. Це обумовлено тим, що, як видно з графіків рис.2.3 і 2.6, амплітуди коливальної швидкості на цих частотах набувають дуже великих значень. Ці значення коливальної швидкості можуть



а)



б)

Рис 2.7. Частотні залежності амплітуд коливальної швидкості мод коливань екранованого випромінювача при $l_{00'}=0$ (а); $2a_0$ (б).

досягати або навіть перевищити гранично допустимі значення коливальної швидкості $W_{\text{доп}}$ для досліджуваного перетворювача, виходячи із допустимих механічних напружень в п'єзокерамічному матеріалі оболонки перетворювача з урахуванням відповідних коефіцієнтів запасу міцності [38,53]. Відомо, що такі перевищення $W_{\text{доп}}$ обумовлюють механічні руйнування п'єзокерамічної оболонки перетворювача. Аналіз результатів розрахунків, наведений на рис.2.8. для варіанту найбільшого порушення радіальної симетрії побудови екранованого перетворювача, свідчить про наступне. По-перше, максимальні амплітуди коливальних швидкостей, які перетворювач набуває в області низьких частот, в (2-6) разів перевищують амплітуду коливальної швидкості п'єзокерамічної оболонки на власній її частоті. І це при умові сталості збуджуючої електричної напруги. По-друге, саме на цих низьких частотах екранований перетворювач втачає однорідність розподілу коливальної швидкості по своїй випромінюючій поверхні. Цей розподіл набуває характеру осциляції. Цікавим є те, що поява осциляцій на цих частотах обумовлена різною фізичною природою.

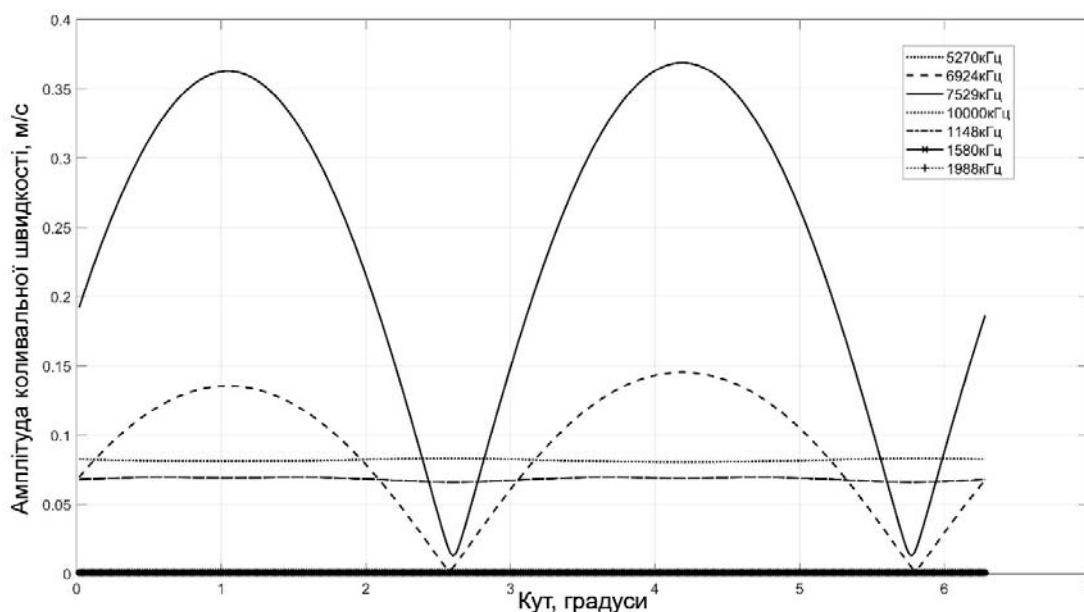


Рис.2.8 Кутові залежності амплітуди коливної швидкості екранованого перетворювача при $l_{00'} = r_2 - a_0 - 0.003\text{ м}$ на різних власних резонансних частотах.

На частоті 5279 Гц осциляції обумовлені появою стоячої хвилі по довгій відстані між екраном і протилежною до нього ділянкою внутрішньої поверхні п'єзокерамічної оболонки перетворювача. На цій ділянці поверхні оболонки має місце різке збільшення звукового тиску, яке і забезпечує осциляційні коливання оболонки.

На частоті 6924 Гц збудження осцилюючої моди досягнуто за рахунок «захоплення» частини енергії, яка «закачується» в екранований перетворювач на нульовій моді коливань його п'єзокерамічної оболонки, наступними заново генерованими формами коливань, зокрема, першою модою(рис.2.2а).

2.3 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від складу застосованої в конструкціях випромінювачів п'єзокераміки.

Важливим елементом конструкцій випромінювачів з внутрішнім акустичним екраном є склад п'єзокераміки, із якої будується активна оболонка випромінювача. Це обумовлено тим, що саме п'єзокераміка є тим активним матеріалом, від якого залежить ефективність перетворення електричної енергії в акустичну в режимі випромінювання звуку і навпаки в режимі прийому звуку. Оскільки процес перетворення енергії в п'єзокерамічному матеріалі визначається ступінню взаємного

зв'язку між електричним, механічним і акустичним полями в ньому, то цілком зрозуміла визначальна роль електро-фізичних сталих п'єзокераміки в цьому процесі. На сьогодні в електроакустичній практиці широке застосування знайшли дві системи п'єзокерамічних матеріалів система ЦТС і система ТБК [1-9]. Тому представляється доцільним на основі аналітичних співвідношень, одержаних в першому розділі, здійснити порівняльний аналіз складів цих систем п'єзокераміки на ефективність та можливості перетворення енергії циліндричними оболонками, утвореними з них.

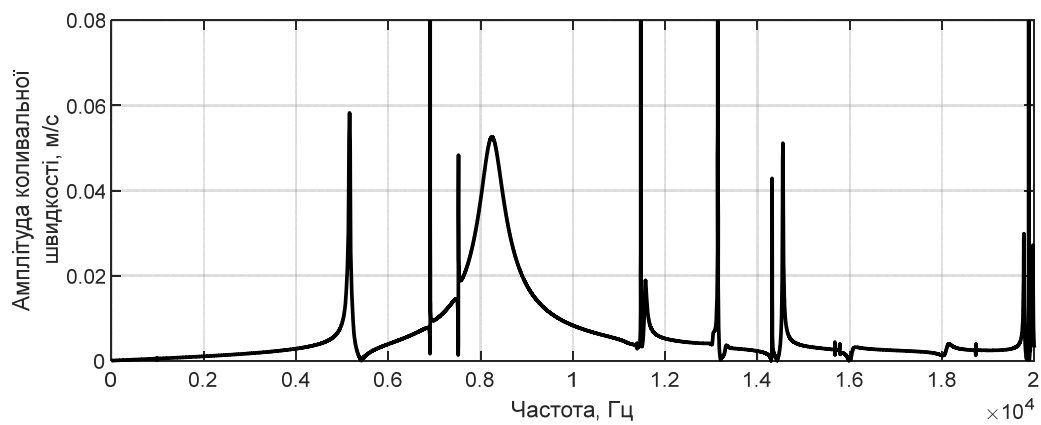
В попередньому підрозділі розрахунки частотних залежностей механічних полів здійснювалися для складу п'єзокераміки ЦТБС-3. Для виявлення впливу складів п'єзокераміки на ці поля в цьому підрозділі проведемо аналіз частотних залежностей механічних полів випромінювачів, оболонки яких утворені із п'єзокераміки складів ЦТС-19 і ТБК-3, а інші параметри залишилися без змін. Аналіз частотних залежностей коливальної швидкості від розмірів екранів при різних складах п'єзокераміки (рис. 2.3, 2.9, 2.10) дозволяє зробити наступні висновки. Як було показано вище, у формуванні механічного поля екранованого випромінювача принципово важливу роль відіграють два пов'язані між собою фактори. Для перетворення енергії із електричної в акустичну таким фактором є взаємний зв'язок між електричними, механічними та акустичними полями, які утворюються в п'єзокерамічній оболонці. Для формування акустичного поля в оточуючих середовищах таким фактором є взаємодія елементів конструкції екранованого випромінювача по акустичному полю, обумовлена багатократним обміном перевідбитими звуковими хвилями між ними. Аналіз графіків наведених рисунків свідчить про те, що в кількісному відношенні вплив кожного з цих факторів суттєво залежить від вибору системи п'єзокераміки, до якої належить той чи інший склад п'єзокераміки.

При перетворенні енергії склади системи ЦТС (рис.2.3 і 2.10) виявляються, в певній мірі, більш ефективними, ніж склади системи ТБК (рис. 2.10). Це проявляється в тому, що при однакових інших параметрах коливальна швидкість випромінювачів зі складами ЦТБС-3 і ЦТС-19 більша ніж зі складом п'єзокераміки

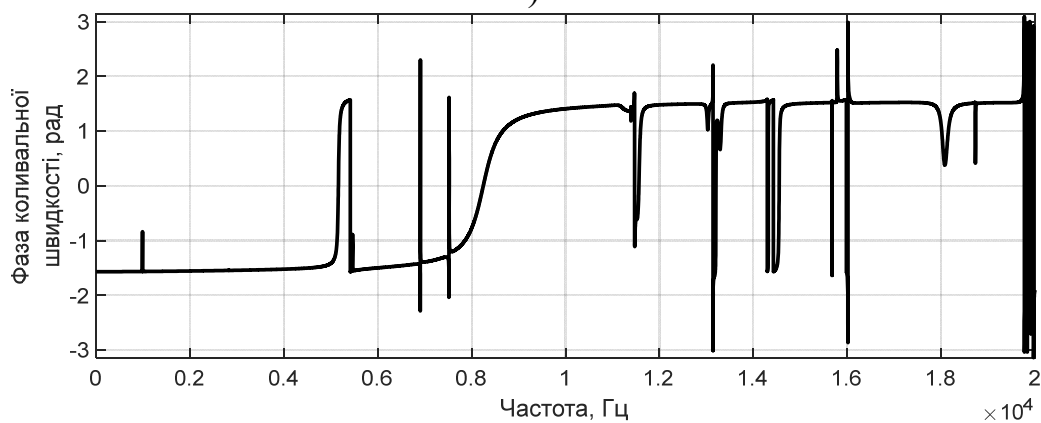
ТБК-3. Другою важливою особливістю є те, що ця висока ефективність перетворення енергії має місце при однакових розмірах в частотному діапазоні, на октаву нижчому ніж в системі ТБК. При цьому слід, зауважити, що наведені особливості зберігаються при всіх розмірах внутрішніх акустичних екранів. Така ж певна ефективність складів системи ЦТС має місце і при виконанні екранованим випромінювачем другої своєї функції формування акустичних полів в оточуючих середовищах. Як видно з графіків рис.3.3.і 3.10, дійсно при незмінних розмірах екранованих випромінювачів вони ефективно формують акустичні поля в діапазоні частот, на октаву нижчому, ніж у випадку екранованих випромінювачів з п'єзокерамікою системи ТБК. Особливо цікавим є те, що при малих розмірах ($a_0 = 0.2r_0$) екранів і в низькочастотній, і в резонансній областях всі сплески амплітуд коливальних швидкостей є резонансними. Свідченням цього є фазочастотні характеристики коливальної швидкості (рис 2.3а, 2.9а). Збільшення розмірів акустичних екранів до середніх ($a_0 = 0.5r_0$) ці резонанси механічних полів екранованих випромінювачів з п'єзокерамікою системи ЦТС можливо забрати з низькочастотної області і перемістити в резонансну (рис.2.3б, 2.9б). При подальшому збільшенні розмірів внутрішнього екрану ($a_0 = 0.9r_0$) механічне поле екранованого випромінювача з п'єзокерамікою системи ЦТС втрачає свою многомодовість і стає одномодовим (рис.2.3 д,е; рис.2.9 д,е).

Заміна в екранованих випромінювачах складів системи ЦТС на склади системи ТБК (рис.2.10) принципово змінює ситуацію при виконанні випромінювачем обох своїх функцій.

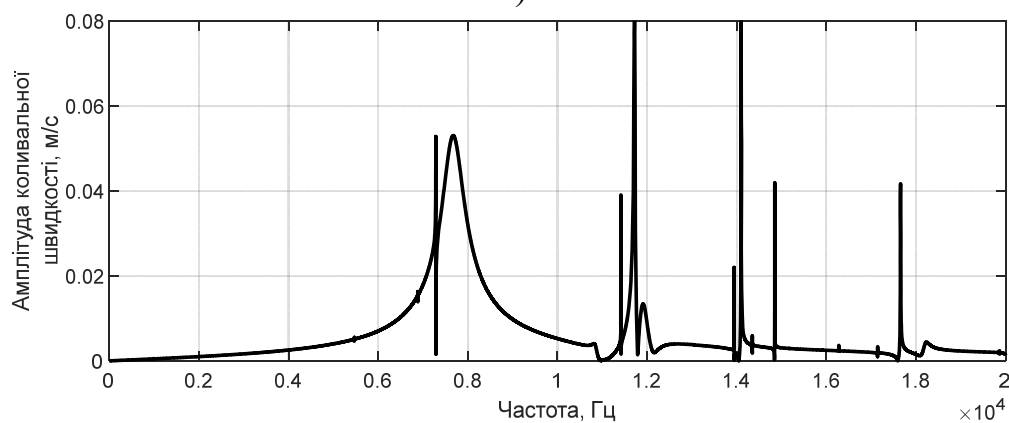
Свідченням цього є те, що майже всі резонансні явища в частотних залежностях коливальної швидкості переміщуються із низькочастотної області в резонансну та високочастотну області. І таке явище має місце при всіх розмірах внутрішніх екранів. При цьому амплітуди коливальних швидкостей екранованих випромінювачів із п'єзокерамікою складів ТБК в цих діапазонах частот порівняні з амплітудами коливальних швидкостей цих же випромінювачів, але із складами п'єзокераміки системи ЦТС в низькочастотній області.



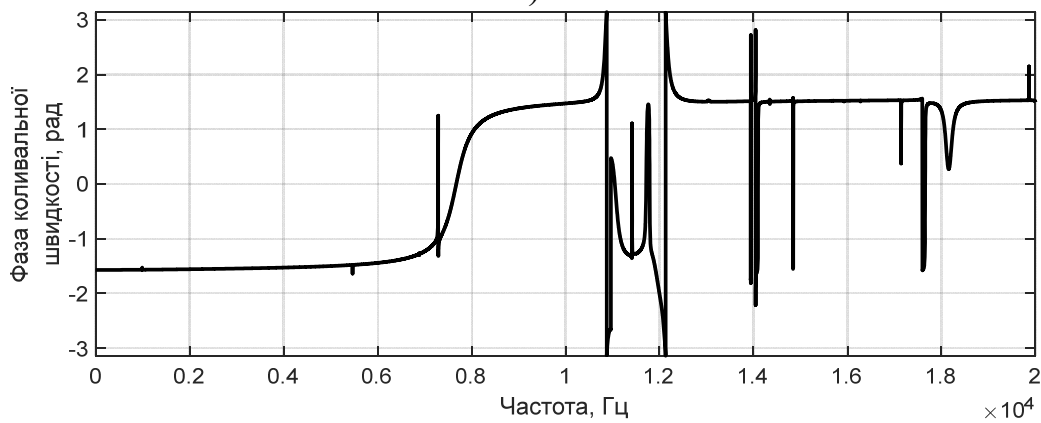
а)



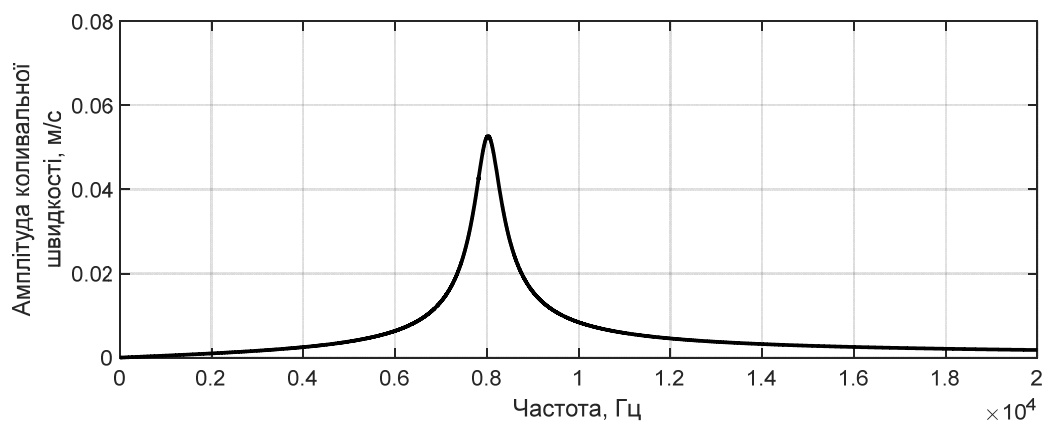
б)



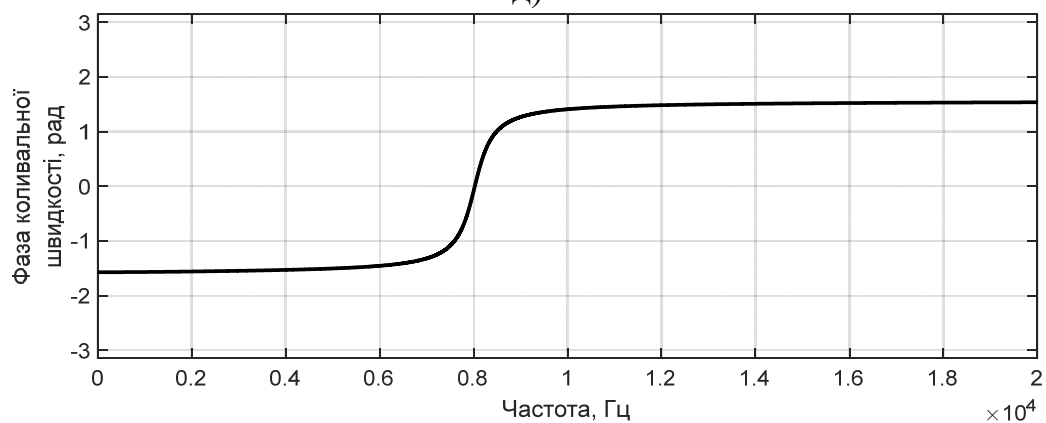
в)



г)

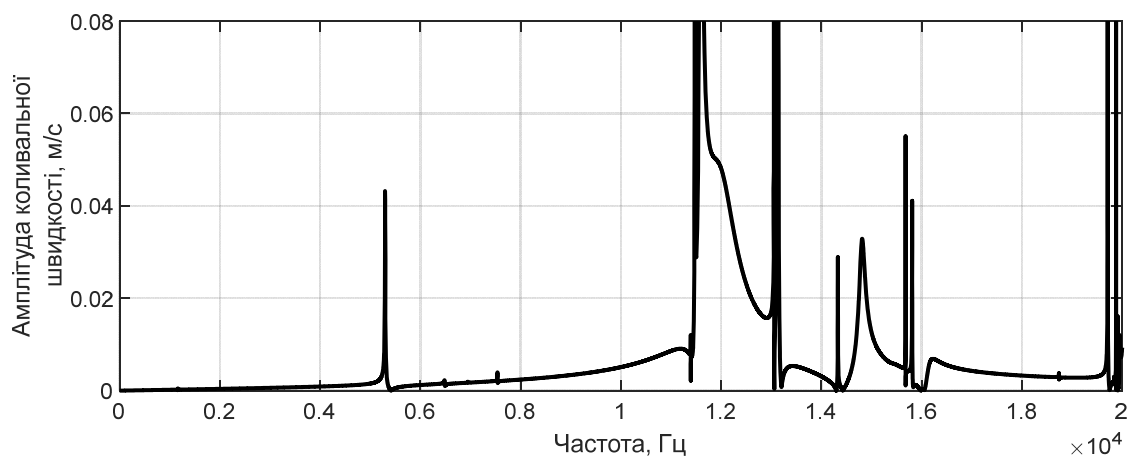


д)

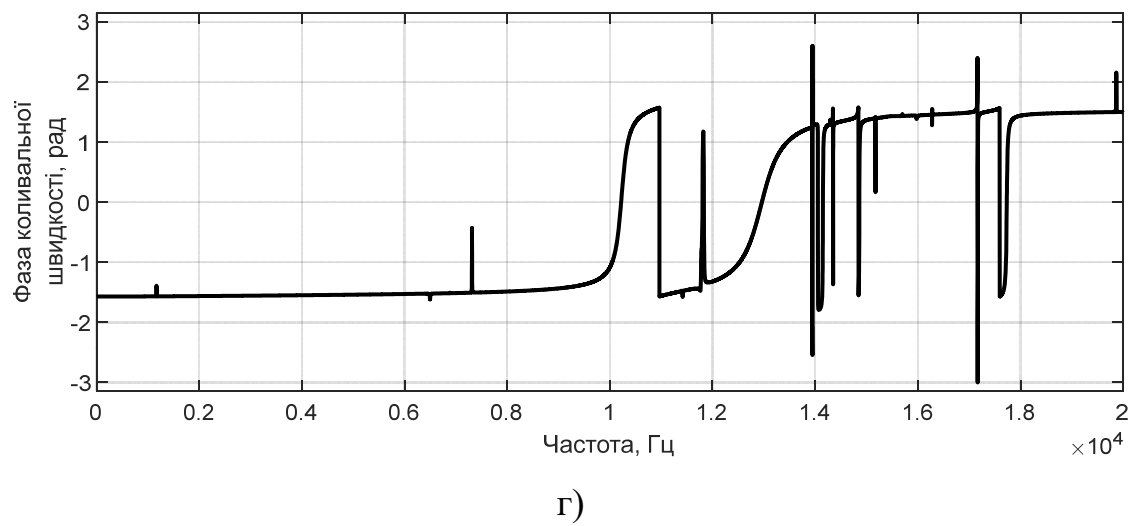
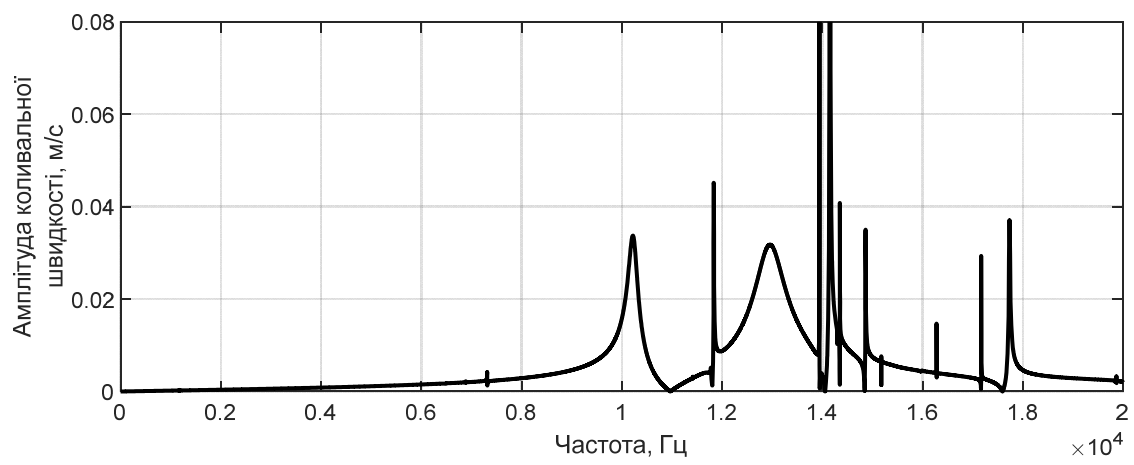
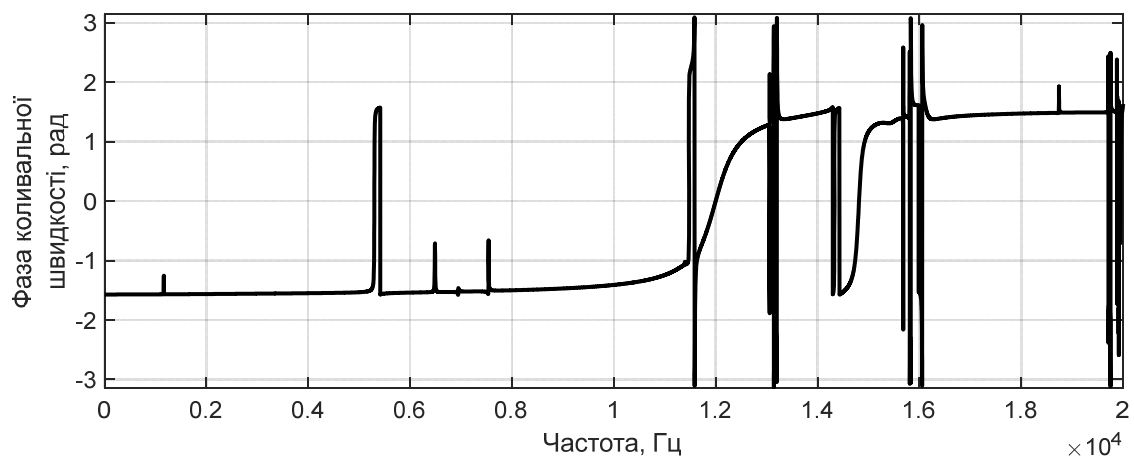


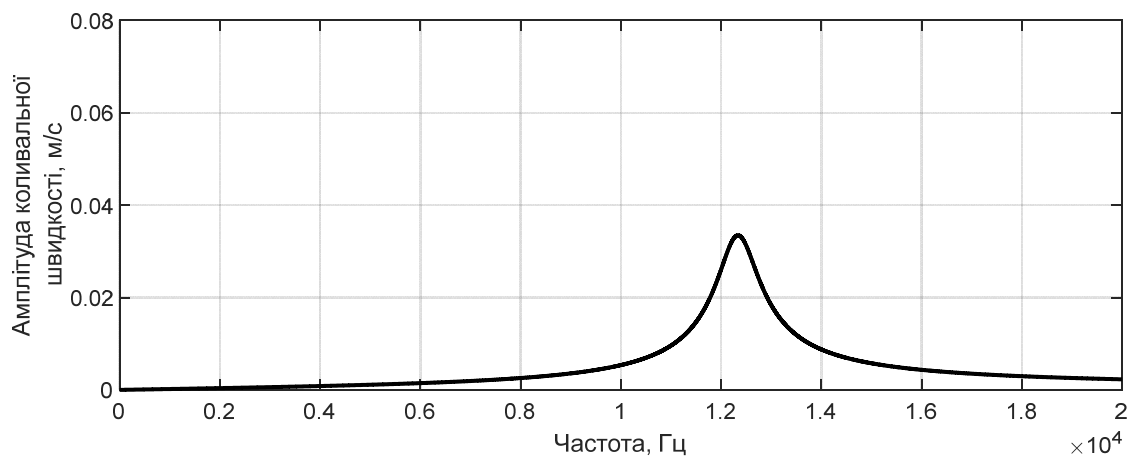
е)

Рис.2.9 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) коливної швидкості екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $a_0 = 0.5r_0$ (в,г); $a_0 = 0.9r_0$ (д,е) і п'єзокераміці ЦТС-19.

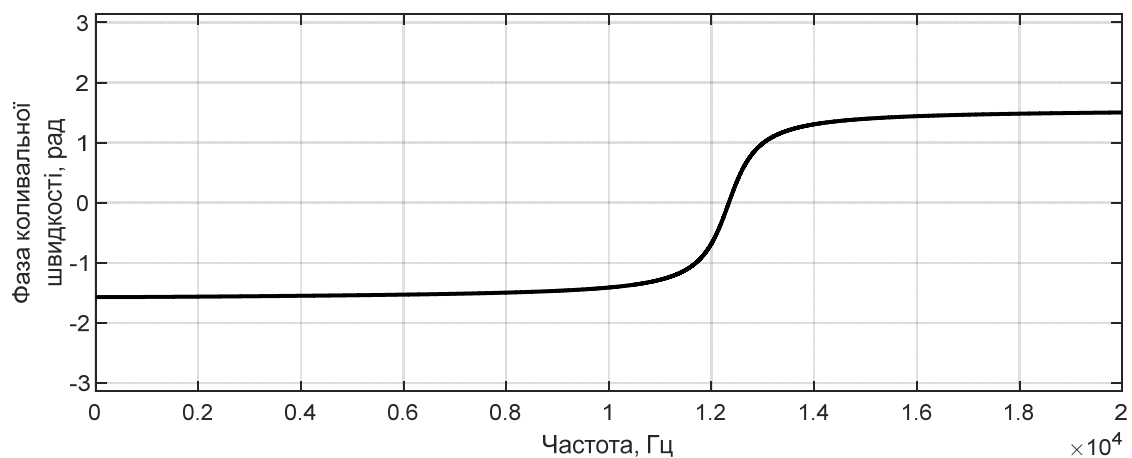


а)





д)



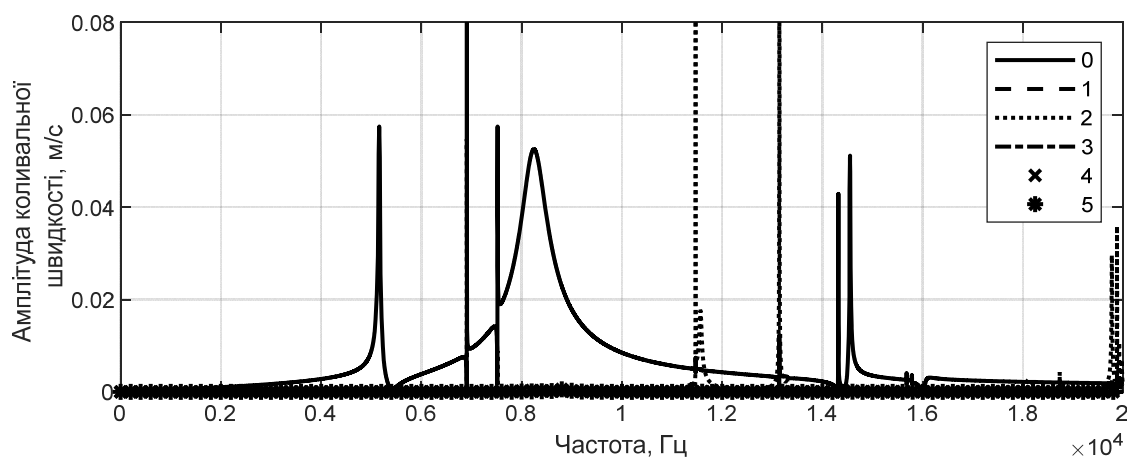
е)

Рис.2.9 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) коливальної швидкості екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $a_0 = 0.5r_0$ (в,г); $a_0 = 0.9r_0$ (д,е) і п'єзокераміці ТБК-3.

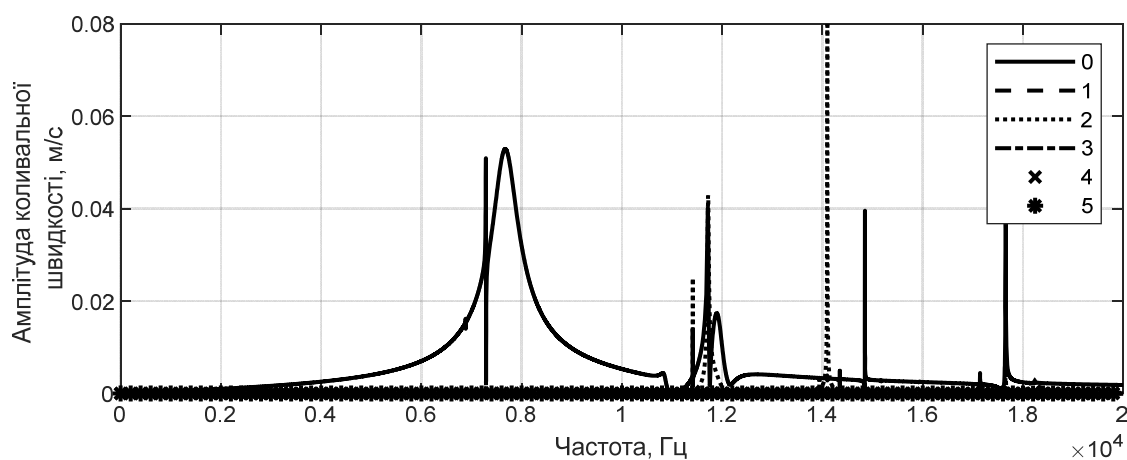
Це є свідченням близької ефективності п'єзокераміки обох систем при умові їх застосування для побудови екранованих випромінювачів для їх роботи у відповідних областях частот. При аналізі частотних залежностей коливальної швидкості екранованих випромінювачів із складами п'єзокераміки різних систем звертає на себе увагу велика кількість сплесків амплітуд швидкостей (рис.2.3 а,в; 2.9 а,в; 2.10а,в). Аналіз фазочастотних залежностей цих коливальних швидкостей (рис.2.3 в,г; 2.9 в,г; 2.10в,г). показує, що всі вони є резонансними. В той же час, як видно з (рис.2.3 д,е; 2.9 д,е; 2.10д,е) з функцією перетворення енергії пов'язаний лише один механічний резонанс. Ним є власний резонанс п'єзокерамічної оболонки

екранованого випромінювача. Природно, що його значення залежать від складу п'єзокераміки і відрізняються для різних складів. Звідси витікає висновок про те, що всі інші резонанси механічного поля екранованого випромінювача пов'язані з його другою функцією формуванням акустичних полів в середовищах, оточуючих випромінювач. Для встановлення фізичних причин появи цих резонансів звернемося до графіків рис. 2.2., 2.11 і 2.12. Їх аналіз показує, що таких причин є дві. Перша з них полягає в появі у внутрішньому просторі п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача стоячих хвиль. Відомо [20-27, 64-66], що в обмежених об'ємах, до яких відноситься і внутрішній простір екранованого випромінювача, стоячі хвилі можуть існувати в тих випадках, коли довжина їх хвиль знаходиться в певному співвідношенні з розмірами об'ємів. Ця умова виконується для ряду частот, які називаються власними частотами об'єму даного простору. Такою умовою, як вже відмічалось, є наближеність відстані між певною ділянкою внутрішньої поверхні п'єзокерамічної оболонки і протилежною цій ділянці поверхнею внутрішнього екрану до значень $0,25$ довжини хвилі, випроміненої оболонкою. Оскільки радіально електрична збуджена п'єзокерамічна оболонка утворює у своєму механічному полі нульову моду коливань, то ряд власних резонансів внутрішнього об'єму випромінювача, які відповідають наведеним вище умовам, є резонансними частотами нульової моди.

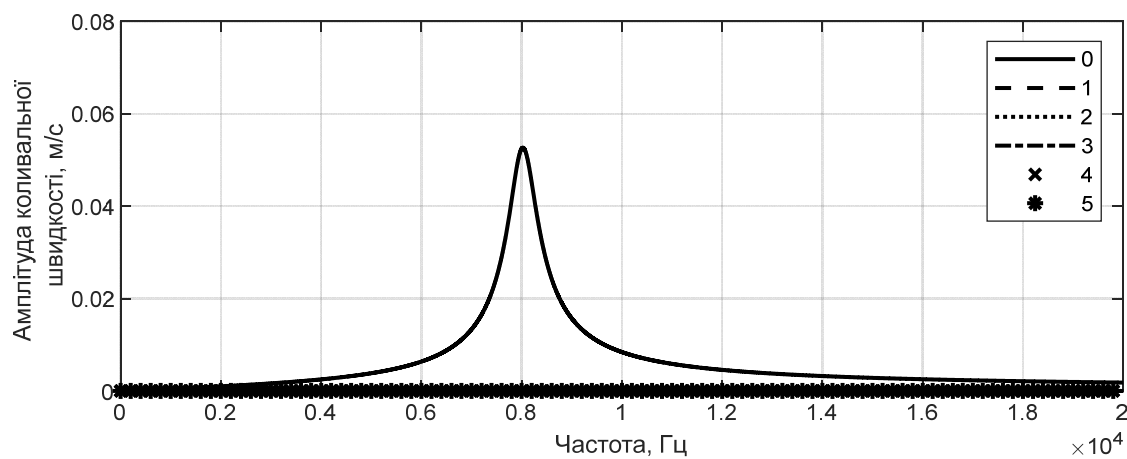
Це і демонструють графіки рис.(2.2.а,б; 2.10а,б і 2.11 а,б), що відповідають нульовій моді коливань. Значна кількість цих резонансів обумовлена тим, що при несиметричному розміщенні оболонки і екрану відстаней, де їх розмір наближений до $0,25$ довжини випроміненої хвилі, при зміні частоти збудження п'єзокерамічної оболонки може бути кілька.



а)

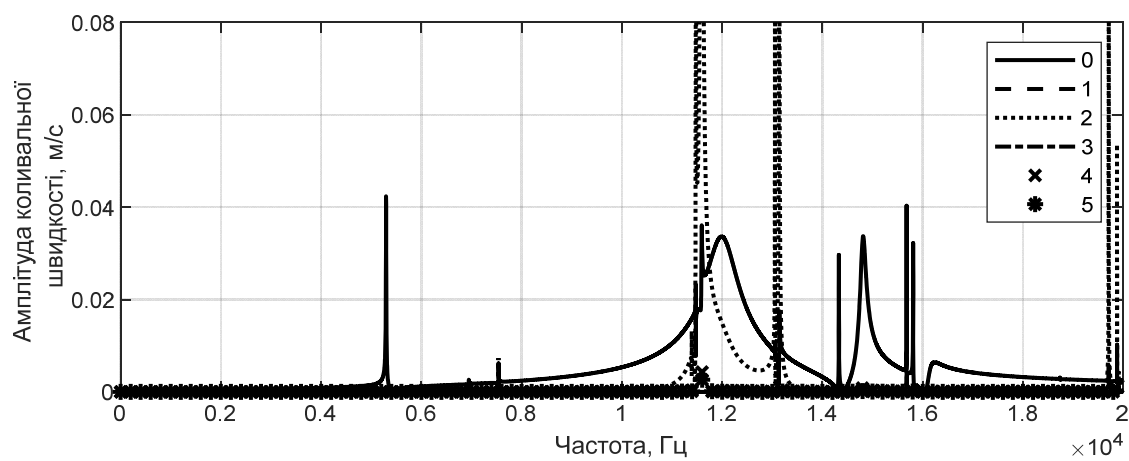


б)

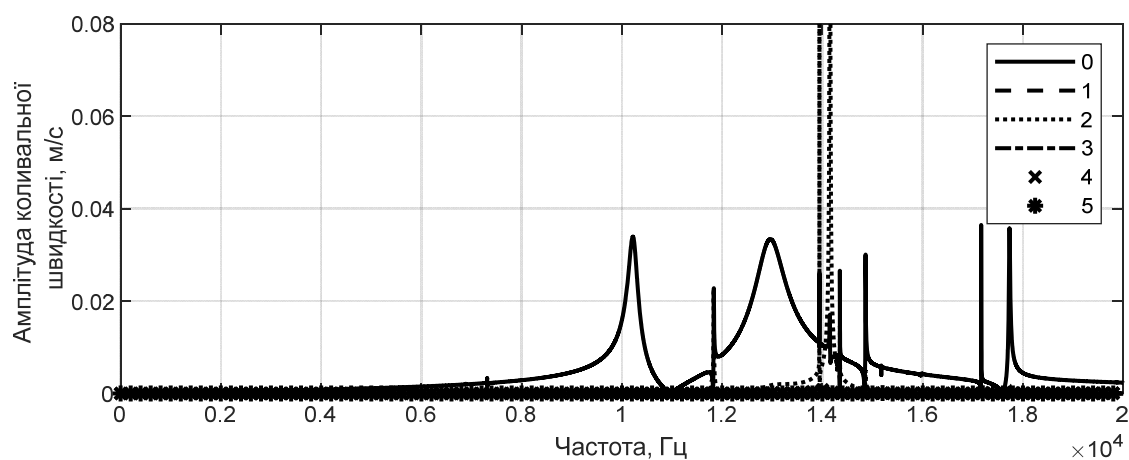


в)

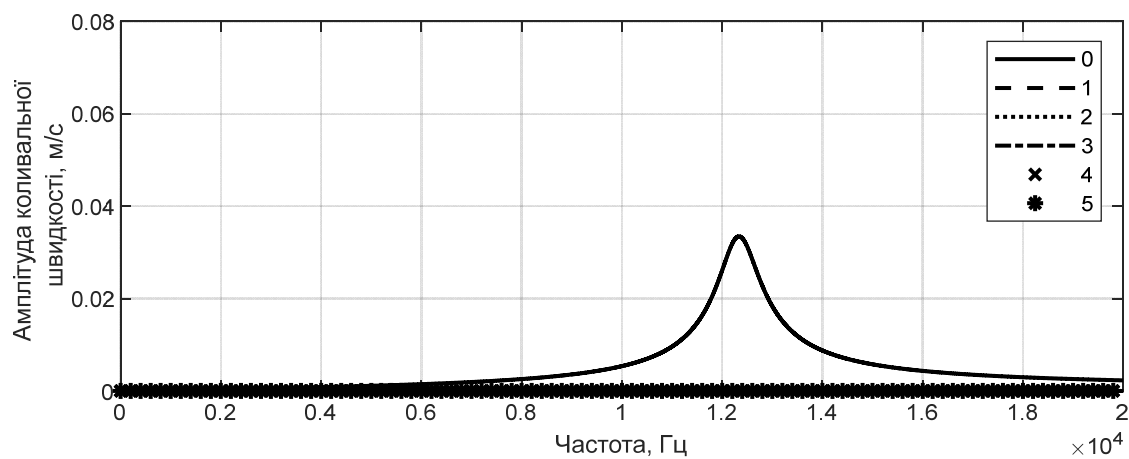
Рис.2.10 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в) і складі п'єзокераміки ЦТС-19.



а)



б)



в)

Рис.2.11 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в) і складі п'єзокераміки ТБК-3.

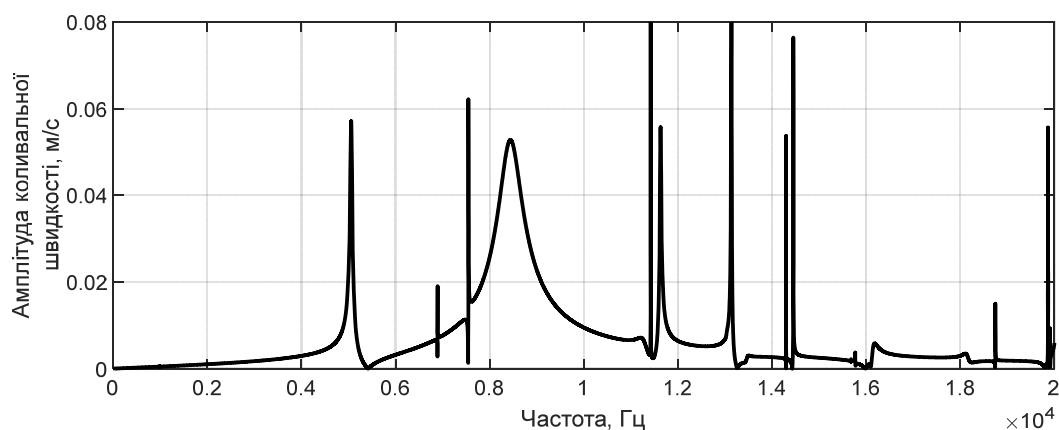
Друга фізична причина полягає, як вже відмічалось, в порушенні радіальної симетрії побудови екранованого випромінювача. Природно, що це обумовлює і порушення радіальної симетрії акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки по її внутрішньому полю. Наслідком цього є поява в механічному спектрі екранованого випромінювача крім нульової додаткових мод коливань. Їх кількість, характер розміщення по вісі частот та амплітуди коливальної швидкості випромінювача на частотах цих заново генерованих мод визначаються складами п'єзокераміки оболонок та розмірами внутрішніх екранів. Для випромінювачів із п'єзокерамікою системи ЦТС при малих ($a_0 = 0.2r_0$) розмірах екрана частоти цих додаткових мод заходять далеко вниз (рис.2.2а,2.10а) в низькочастотній області (в 3 рази) порівняно з власною резонансною частотою п'єзокерамічної оболонки. Для таких випромінювачів, але виконаних із п'єзокераміки системи ТБК, частоти додаткових мод розміщуються лише в резонансній області екранованого випромінювача (рис.2.11а). При цьому при всіх складах п'єзокераміки амплітуди коливальних швидкостей на частотах заново генерованих мод порівняні або перевищують відповідну амплітуду на власній частоті оболонки. Збільшення розмірів екранів до $a_0 = 0.5r_0$ при всіх складах п'єзокераміки (рис.2.2б,2.10б,2.11.б) переміщує частоти всіх заново генерованих мод в основному в резонансну область і частково в високочастотну область.

Дослідимо тепер вплив зміни складу п'єзокераміки в активній оболонці екранованого випромінювача на частотні характеристики його механічних полів при сталих розмірах внутрішнього екрану і змінних відстанях $l_{00'}$ між вісями оболонки і екрану. Для цього були виконані розрахунки амплітуд та фаз коливальної швидкості екранованих випромінювачів з п'єзокерамікою ЦТС-19 і ТБК-3 для параметрів, наведених в підрозділі 2.2 для п'єзокераміки ЦТБС-3.

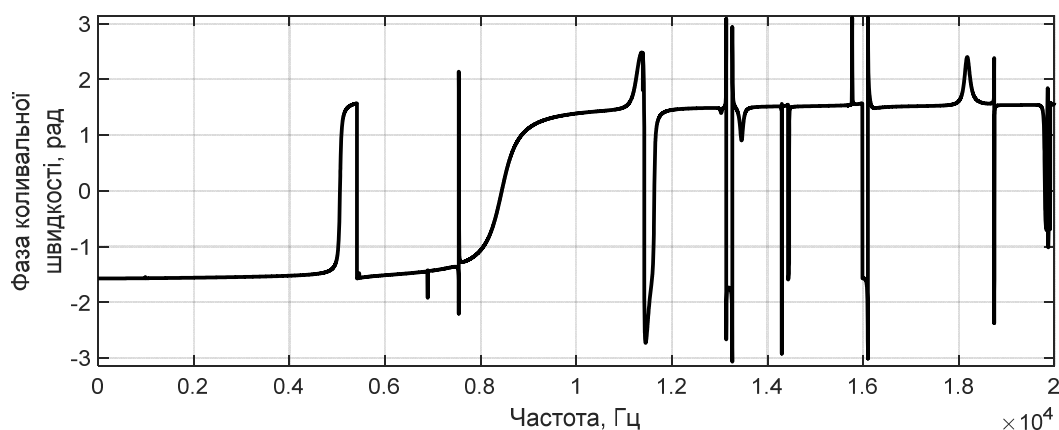
Аналіз графіків рис 2.12-2.14 і співставлення їх з графіками рис 2.3а, 2.9а і 2.10а, дозволяє визначити цей вплив для п'єзокераміки двох систем системи ЦТС і системи ТБК. Як бачимо, як і у випадку змін розмірів внутрішніх екранів, в першу чергу впливає зміна степені порушення радіальної симетрії побудови екранованого

випромінювача. При цьому ефективність перетворення енергії зберігає ті особливості, які були встановлені при дослідженні екранованих випромінювачів з екранами різних розмірів для складів п'єзокераміки різних систем.

Оскільки зміни відстані $l_{00'}$ при сталих розмірах екрану обумовлюють знову ж таки степінь порушення радіальної симетрії акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки випромінювача, то фізичні причини появи великої кількості нових резонансів в механічному полі екранованого випромінювача залишаються незмінними. Але природно, що в кількісному відношенні вплив зміни складів систем п'єзокераміки при цьому зміниться. Виключення становить лише та гранична ситуація, де схема побудови випромінювача знову набуває своєї радіальної симетрії (рис.2.12 в.г; 2.13 в.г).



а)



б)

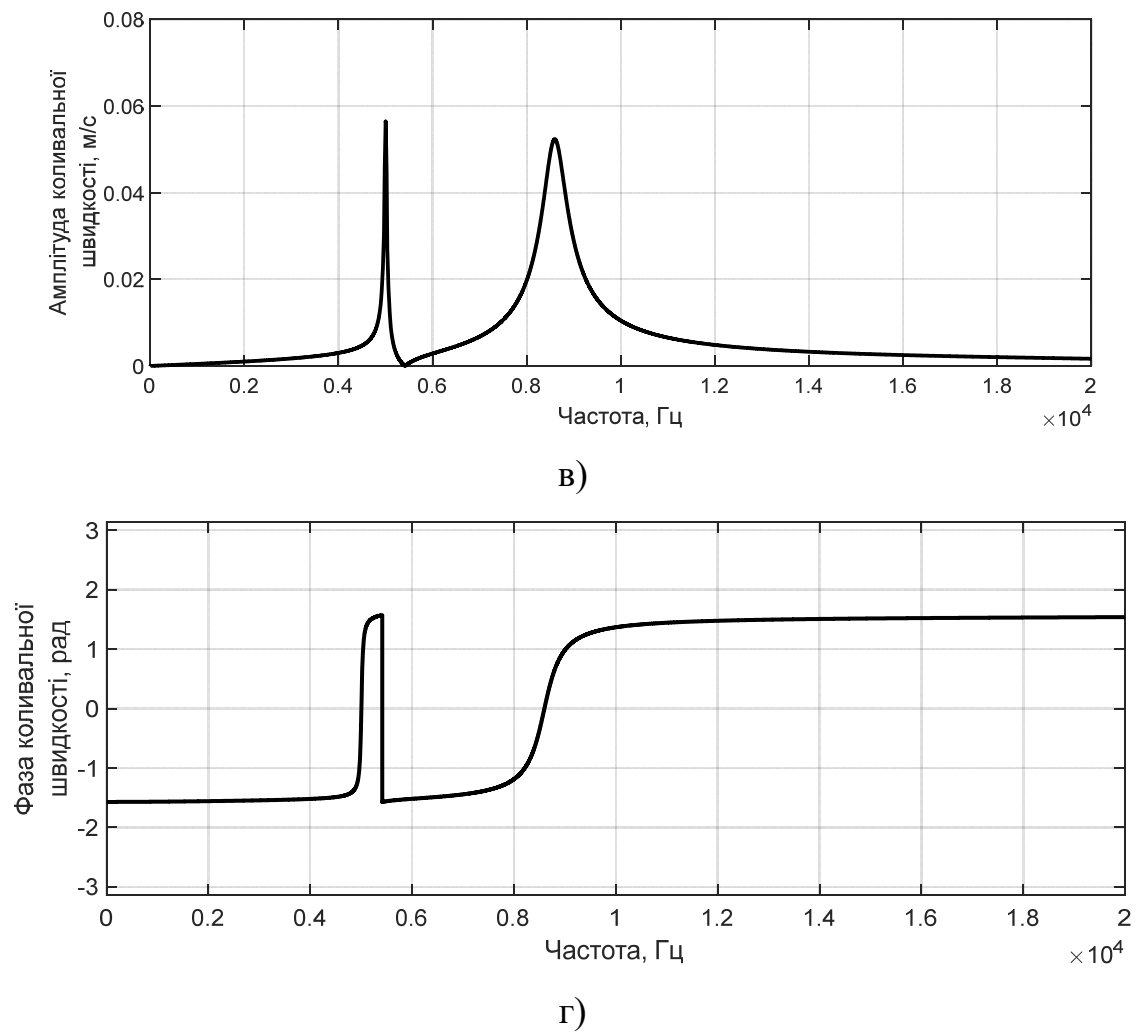
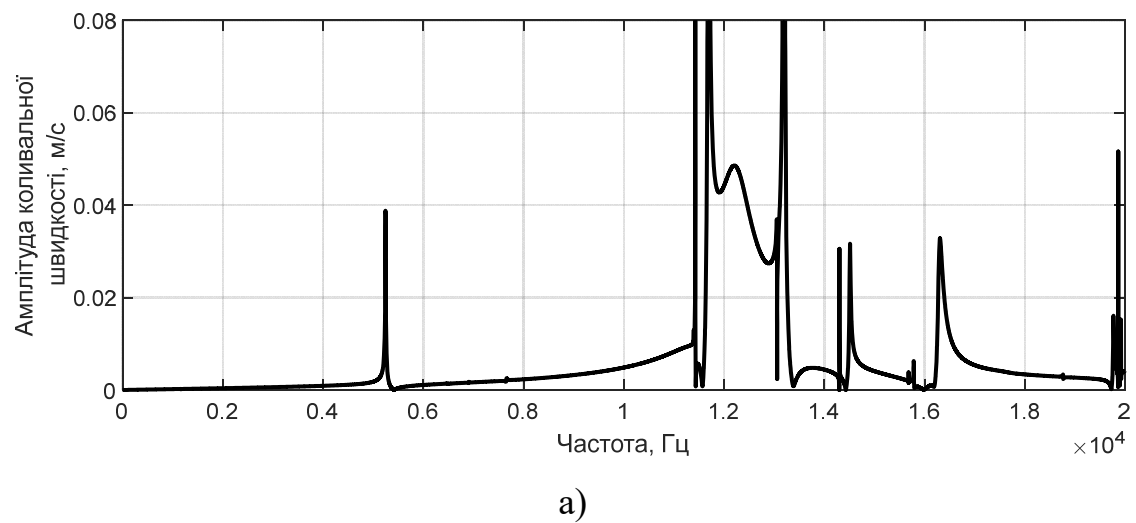
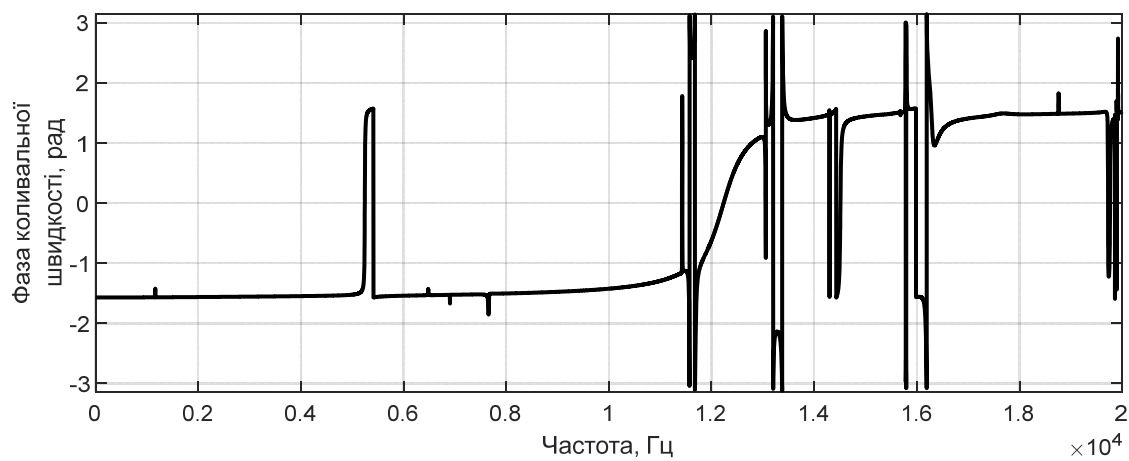
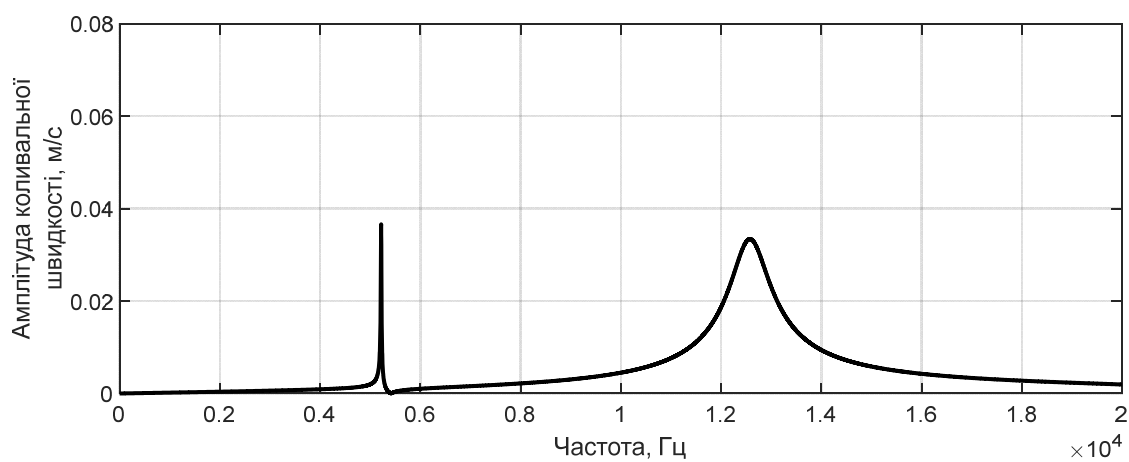


Рис. 2.12. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б,г) коливної швидкості екранованого випромінювача при розмірах відстані $l_{00'} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і складі п'єзокераміки ЦТС-19.

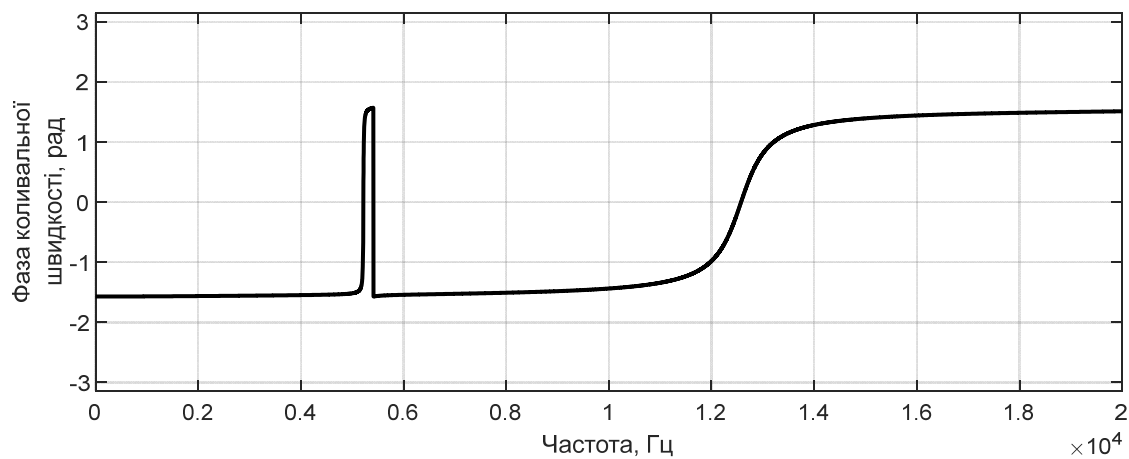




б)



в)



г)

Рис. 2.13. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б,г) коливальної швидкості екранованого випромінювача при розмірах відстані $l_{00'} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і складі п'єзокераміки ТБК-3.

В цьому випадку частота найнижчого заново генерованого резонансу з амплітудою коливальної швидкості, близькою до амплітуди її на частоті власного резонансу п'єзокерамічної оболонки, практично не змінюється, хоча останнє визначається саме складом п'єзокераміки цієї оболонки. Як свідчать графіки рис.2.14, цей резонанс обумовлений нульовою модою, її стоячою хвилею на цій частоті і є резонансом внутрішнього об'єму випромінювача.

Як і у випадку зміни розмірів внутрішнього екрану, зміни системи п'єзокераміки в випромінювачах при зміні величини l_{00} мають такі ж наслідки в частотних залежностях коливальної швидкості. Для складів системи ЦТС (рис.2.3а), всі заново генеровані резонанси в своїй більшості (2.9а,2.12а) зосереджуються в низькочастотній і резонансній областях. При цьому для тих заново генерованих механічних резонансів, які обумовлені появою наступних за нульовою мод коливальних внаслідок втрати випромінювачем радіальної симетрії його побудови, частоти резонансів додаткових мод та відповідаючи їм частоти резонансів в коливальних швидкостях екранованих випромінювачів залежать від конкретного складу п'єзокераміки системи ЦТС (рис.2.2;2.14).

Для складів системи ТБК (рис.2.10а,б,2.14а,б) практично всі заново генеровані резонанси зосереджуються в резонансній та високочастотній областях випромінювача. Практично значним результатом виконаних досліджень є висновок про те, що заново генеровані резонанси, обумовлені появою стоячих хвиль нульової моди коливальних, не залежать по значенням своїх частот від застосованої в випромінювачах п'єзокераміки. Від неї залежать лише амплітуди коливальних швидкостей на цих резонансних частотах.

В той же час резонанси, обумовлені появою заново генерованих мод коливальних, пов'язаних із зв'язаністю фізичних полів в п'єзокераміці і оболонки при перетворенні енергії і втратою радіальної симетрії акустичного навантаження цієї оболонки при зміні величини l_{00} розміщення внутрішнього екрану, і по величині їх резонансних частот, і по величині амплітуд їх коливальних швидкостей суттєво залежать від складів п'єзокераміки, застосованої в випромінювачах.

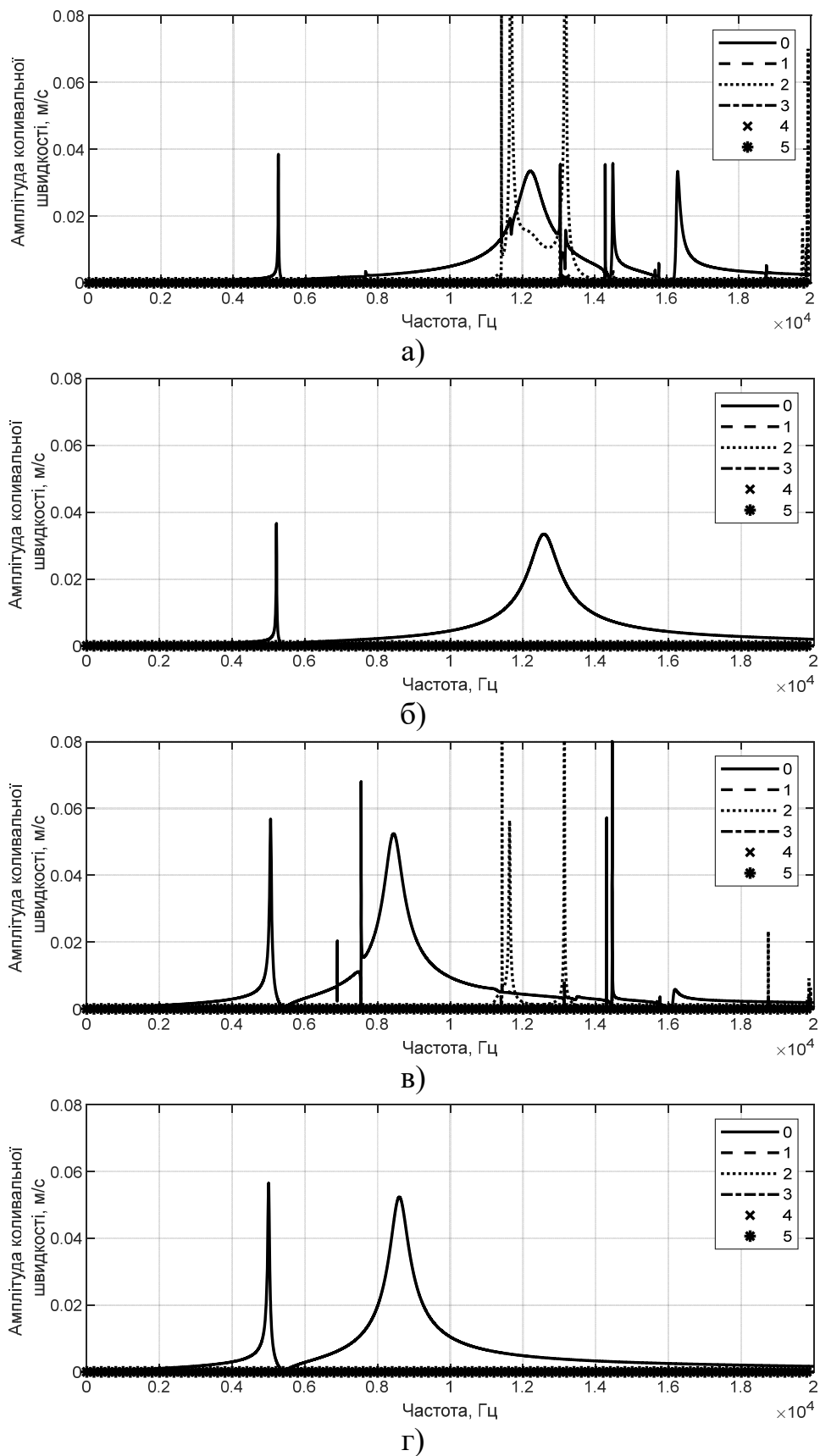


Рис.2.14 Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості екранованих випромінювачів при $l_{00} = 2a_0$ (а,в); 0(б,г) і в складі п'єзокераміки ТБК-3 (а, б); ЦТС-19(в,г).

2.4 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм.

Суттєвим конструктивним елементом випромінювача з внутрішнім екраном є рідина, що заповнює його внутрішній об'єм. Саме через неї звукові хвилі, випромінювані п'єзокерамічною оболонкою випромінювача у його внутрішній простір, поширюються до екрану, відбиваються від нього, а потім багаторазово перевідбиваються між оболонкою та екраном. Цей багаторазовий обмін звуковими хвилями між п'єзокерамічною оболонкою та екраном і обумовлює їх взаємодію по акустичному полю. Природно, що степінь цієї акустичної взаємодії залежить від фізичних характеристик рідини, що заповнює випромінювач.

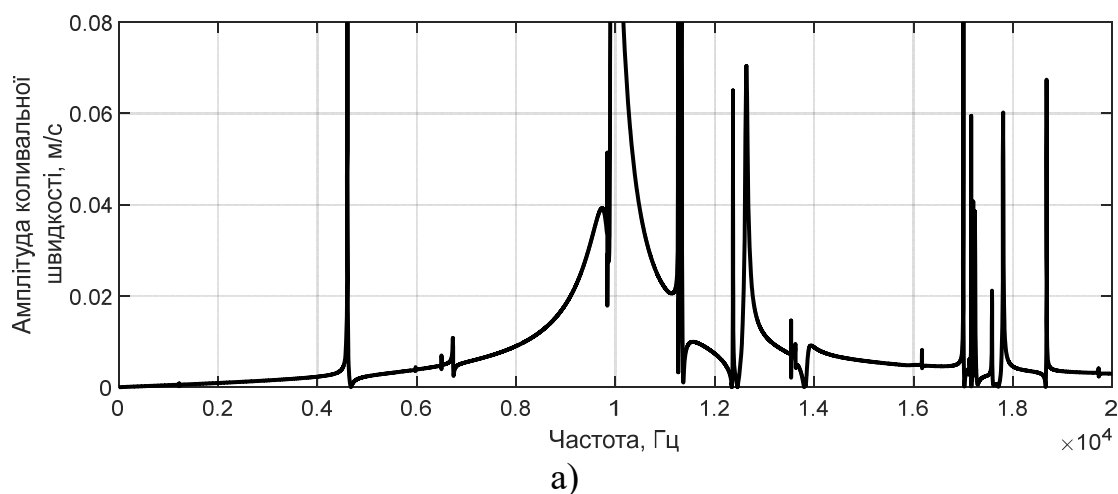
В підрозділі 2.2 в якості такої рідини була прийнята вода. Представляється доцільним визначити властивості механічних полів екранованих випромінювачів при заповненні їх рідинами, більш легкими та більш важкими, ніж вода. В якості таких приймемо гас та гліцерин, фізичні характеристики яких мають відповідно значення: густини $\rho = 820 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ та $\rho = 1200 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; швидкості звуку $c = 1295 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ та $c = 1895 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Використовуючи ці значення, був виконаний значний об'єм чисельних розрахунків для тих же параметрів механічного поля екранованих випромінювачів, що і при заповненні випромінювачів водою. Співставлення результатів розрахунків при заповненні досліджуваних випромінювачів гасом, водою та гліцерином дозволяє встановити вплив заповнюючих рідин на параметри механічних полів.

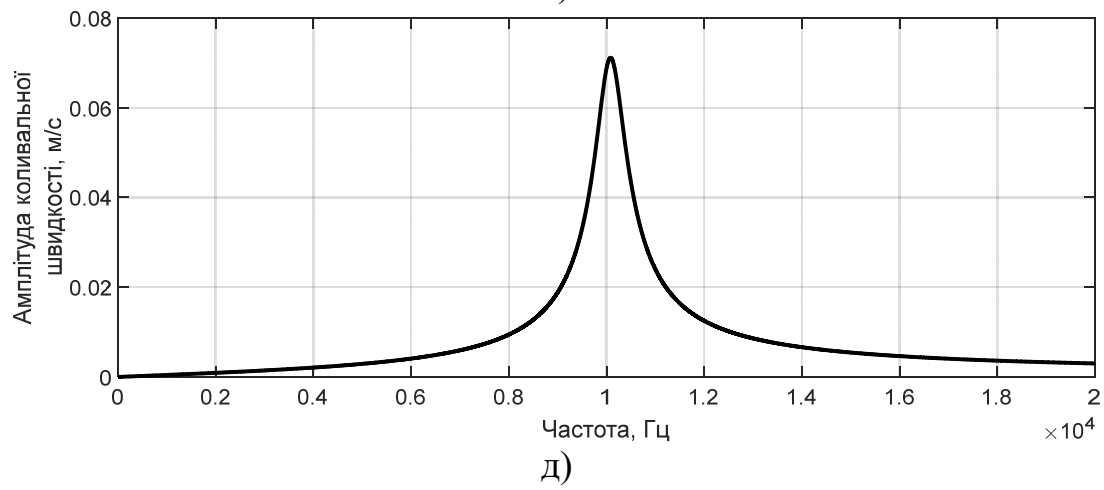
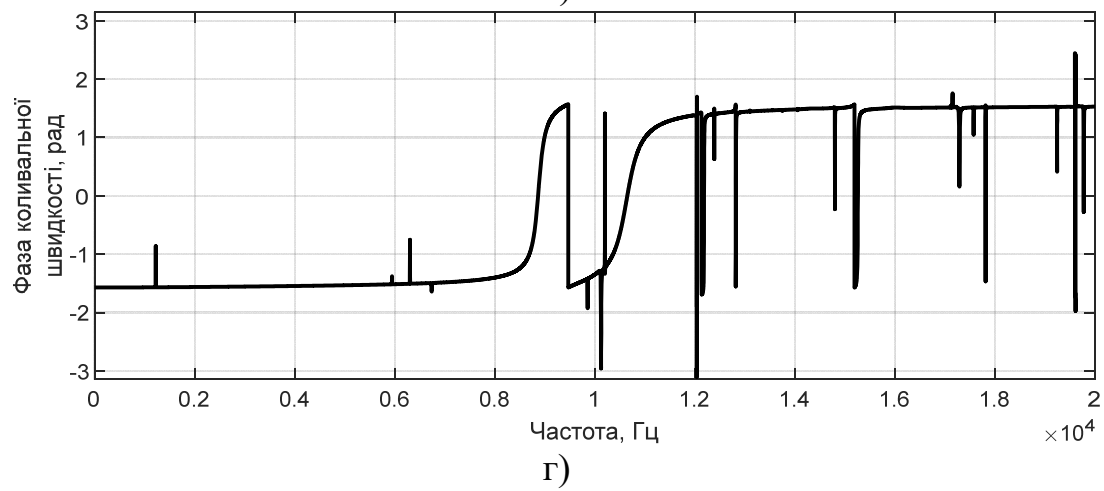
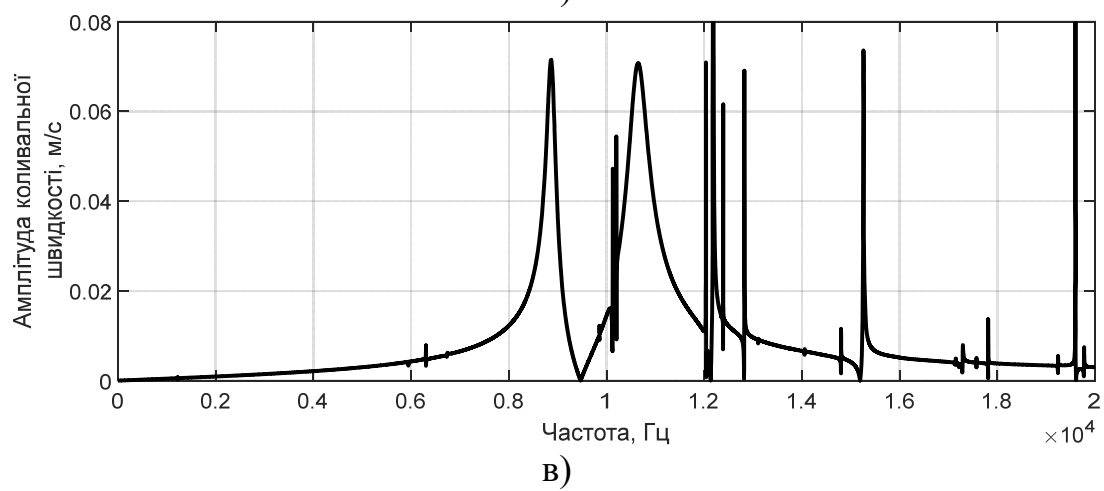
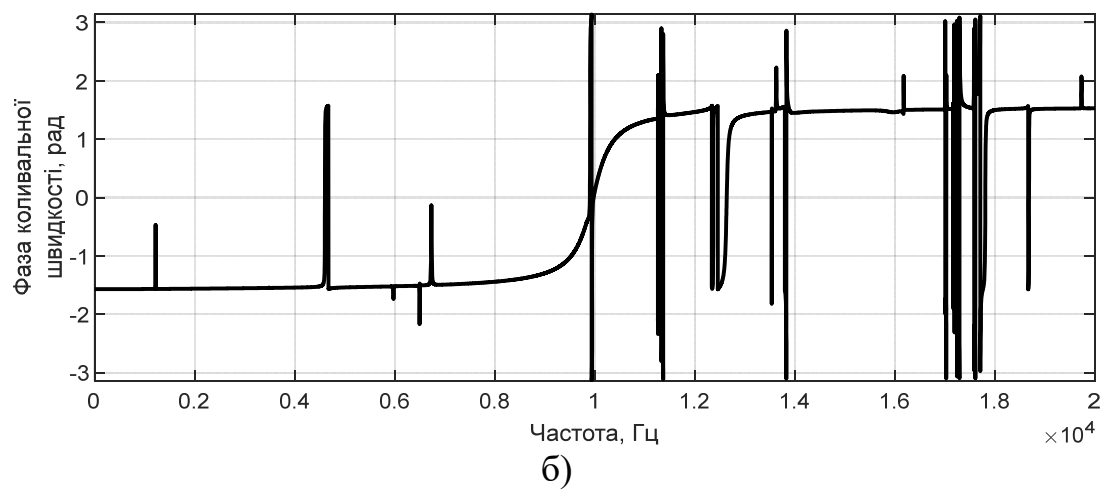
Аналіз графіків рис.2.3, 2.15, 2.16 свідчить про наступне. При малих ($a_0 = 0.2r_0$) розмірах екрану (рис. 2.3 а,б; 2.15 а,б) заповнення внутрішнього об'єму випромінювача більш легкою ніж вода рідиною обумовлює подальше розширення збагаченого спектру власних частот (рис. 2.15 а,б) в сторону більш низьких частот в низькочастотній області. Зокрема, найнижча резонансно частота з амплітудою коливальної швидкості, що значно перевищує таку амплітуду на частоті f_0 власного резонансу п'єзокерамічної оболонки в вакуумі, знижується ще на 10÷15% без зміни розмірів випромінювачів. Це суттєві значення зниження власної частоти без втрат

енергетичної ефективності випромінювача і зміни його розмірів. В області резонансних частот має місце подальше збагачення спектру власних частот за рахунок появи нових механічних резонансів. Така ж сама тенденція має місце високочастотній області.

При збільшенні розмірів екранів до середніх ($a_0 = 0.5r_0$) заповнення випромінювачів рідиною, більш легкою ніж вода, супроводжується втратою резонансних частот випромінювача в низькочастотній області (рис.2.15 в,г) і збагаченням їх спектру в резонансній області. Це збагачення може досягати більш ніж 25%. При цьому кількість механічних резонансів із широкими смугами резонансних частот подвоюється. В високочастотній області збільшується кількість нових механічних резонансів з амплітудами коливальних швидкостей, близьким до амплітуд на частоті f_0 .

При заповненні об'ємів екранованих випромінювачів рідиною (гліцерином), більш важкою порівняно з водою, її вплив на механічні поля суттєво відрізняється від впливу легкої рідини. При малих розмірах ($a_0 = 0.2r_0$) екрану (рис.2.16а,б) заповнення об'єму важчою ніж вода рідиною теж обумовлює збагачення спектру власних частот, але значення всіх резонансних частот посуваються в сторону їх збільшення. В низькочастотній області порівняно із заповненням водою (рис.2.3а,б) залишається лише один додатковий механічних резонанс, та й той розміщується на краю низькочастотної області.





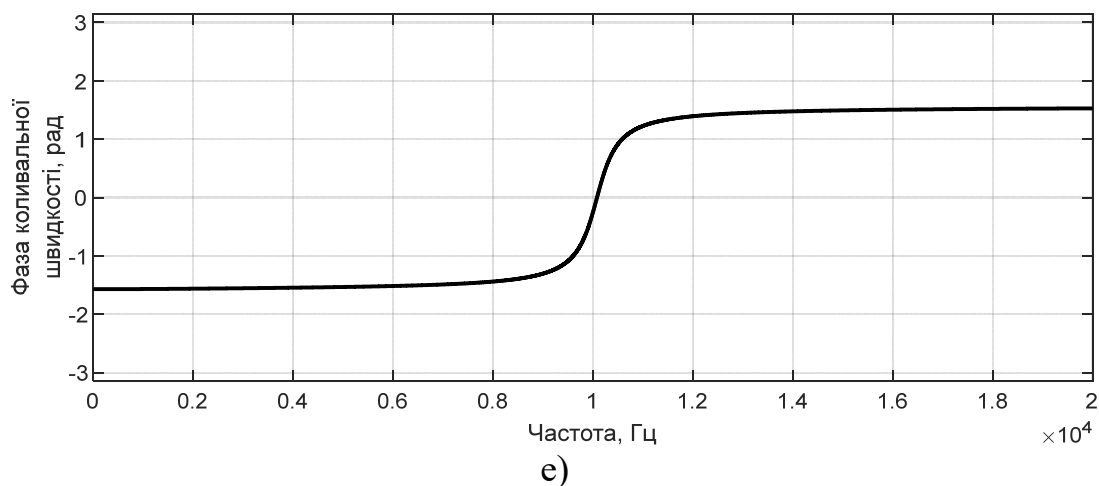


Рис.2.15 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б, г,е) коливної швидкості екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $0.5r_0$ (в,г); $0.9r_0$ (д,е); і заповнені об'єму гасом.

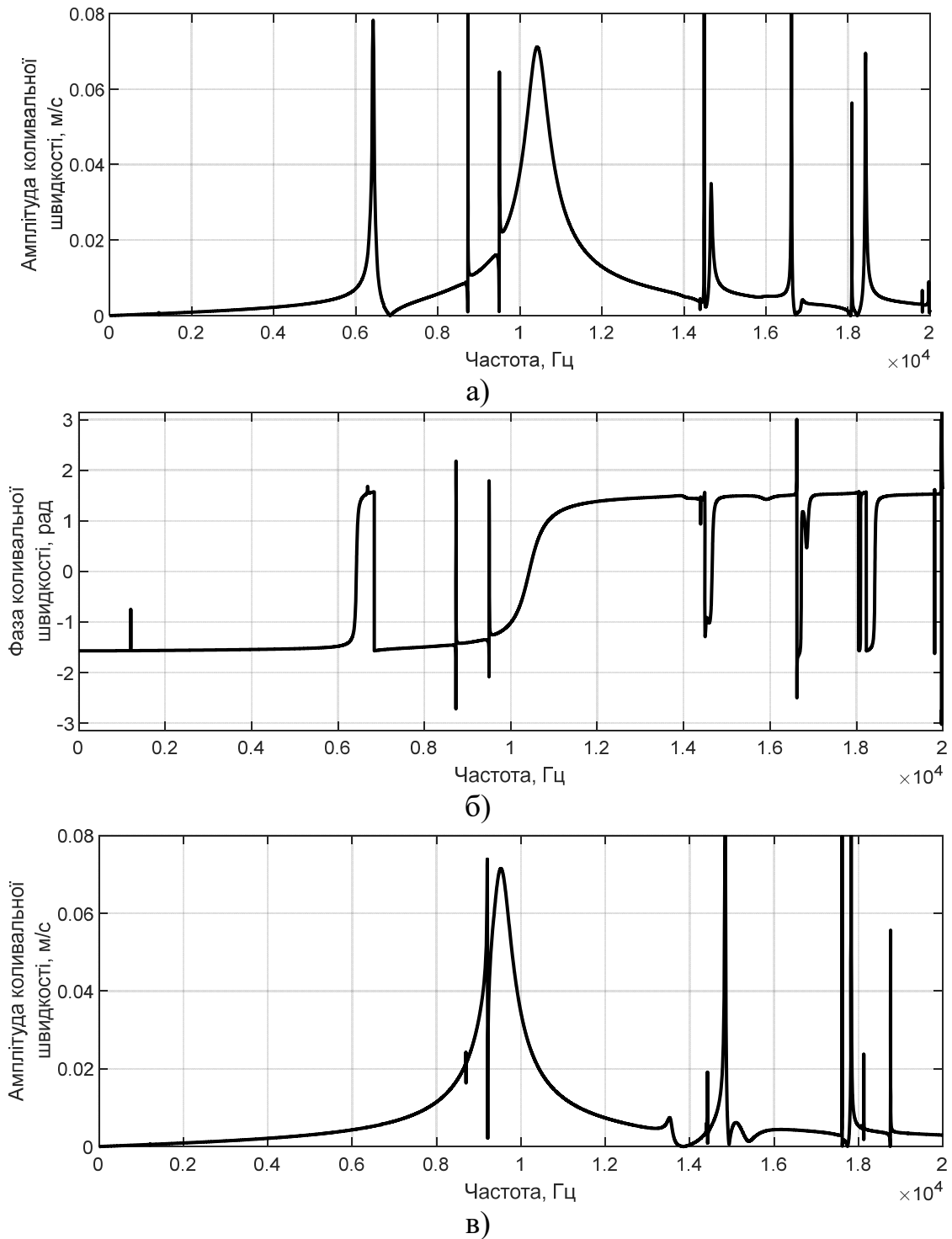
В резонансній області кількість нових вузькосмугових резонансів зменшується, власна частота f_0 п'єзокерамічної оболонки посувається в сторону більш високих частот, а її резонансна смуга розширюється. Найбільше збагачення спектру власних частот екранованого випромінювача здійснюється в високочастотній області. При цьому майже всі нові додаткові механічні резонанси є вузькосмуговими і мають амплітуди коливальних швидкостей, порівняні з її амплітудою на частоті f_0 .

Нарешті, при великих розмірах ($a_0 = 0.9r_0$) екрану механічні поля екранованого випромінювача (рис.2.3 д,е; 2.15 д, е; 2.16 д,е) при всіх видах рідин, заповнюючих їх об'єми, мають однаковий характер поведінки частотної залежності їх коливної швидкості. При цьому цікавим є те, що їх частотна залежність коливної швидкості екранованого випромінювача співпадає з частотною залежністю коливної швидкості його п'єзокерамічної оболонки в вакуумі.

Таким чином, результати наведених досліджень свідчать про те, що вибір типу рідини заповнення об'єму екранованого випромінювача є ефективним інструментом управління спектральним складом його механічного поля.

Раніше було встановлено, що багатомодовість п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном обумовлена двома фізичними факторами

появою стоячих хвиль нульової моди і появою наступних за нульовою мод коливань, обумовлених асиметрією механічної коливальної системи екранованого випромінювача при збереженні радіальної симетрії його електричного збудження. Дослідимо тепер, як впливають фізичні характеристики заповнюючої рідини на генерацію названих хвиль та мод.



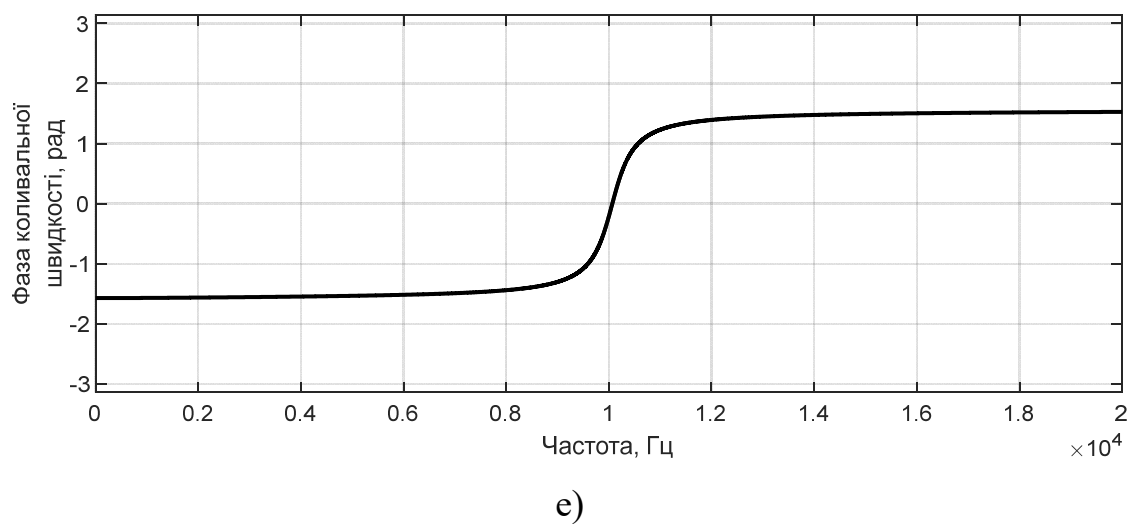
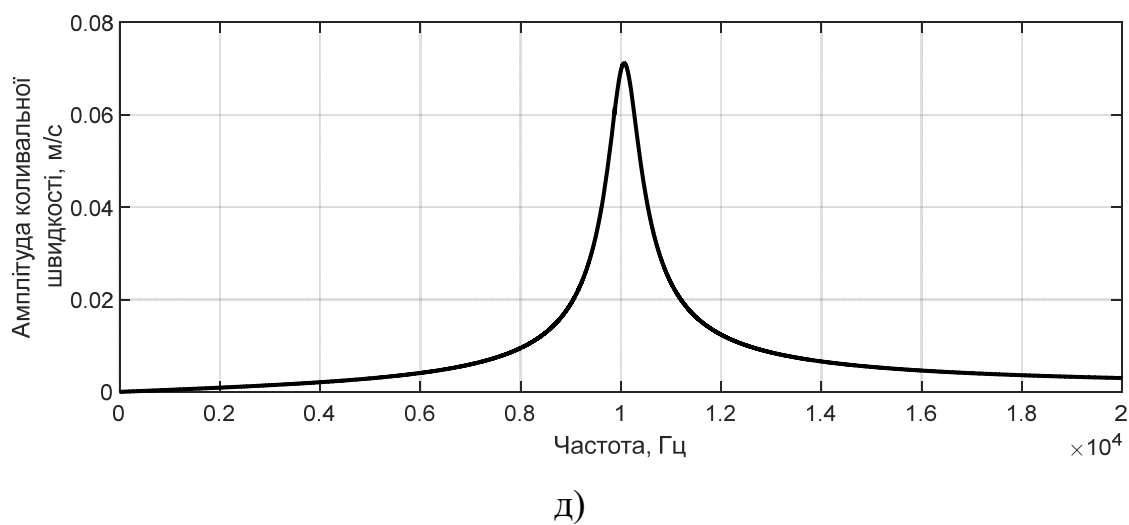
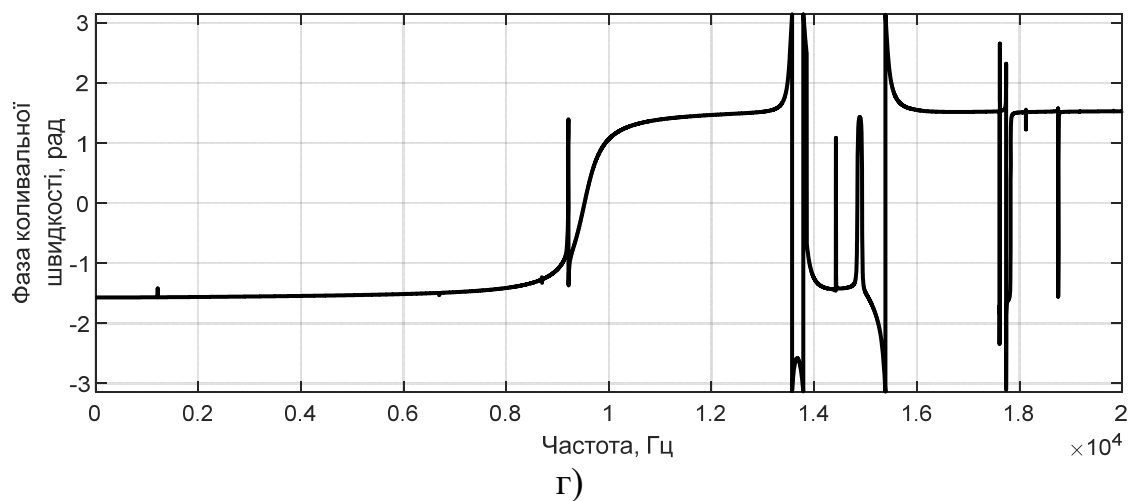


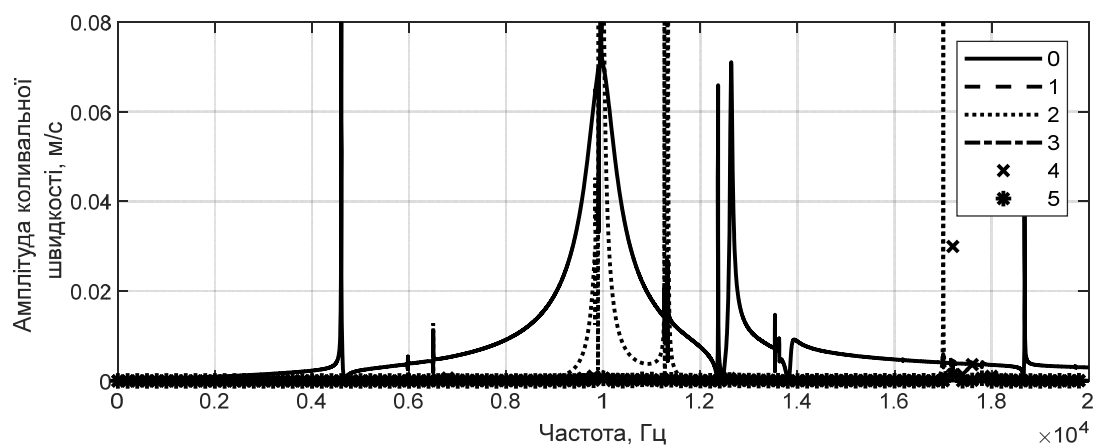
Рис.2.16 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) коливної швидкості екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $0.5r_0$ (в,г); $0.9r_0$ (д,е) і заповненні об'єму гліцерином.

Як відомо [27-30,45,75-79,86-94], стояча хвиля може існувати в обмежених об'ємах, якими є внутрішні об'єми випромінювачів з внутрішніми екранами, лише в

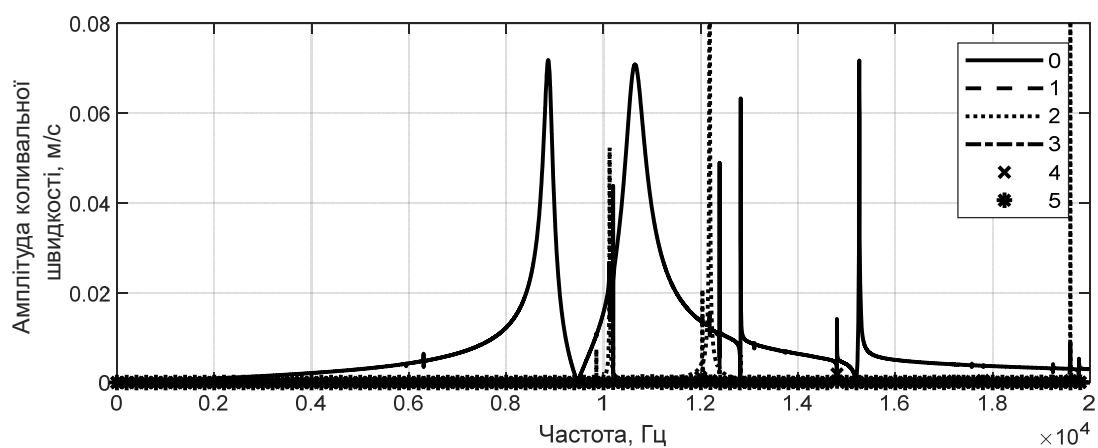
тих випадках, якщо довжина хвилі знаходиться в певних співвідношеннях з розмірами об'єму. Ця умова виконується для ряду частот, які одержали назву власних частот даного об'єму. Оскільки довжина звукової хвилі визначається швидкістю поширення звуку в середовищі, то природно, що заповнююча рідина повинна суттєвим чином впливати на частоти виникнення стоячих хвиль. Це підтверджується аналізом графіків рис.2.2;2.17;2.18. При малих розмірах екранів ($a_0 = 0.2r_0$) і більш легких порівняно з водою рідинах (рис.2.17а) перший амплітудний стрибок коливальної швидкості, обумовлений стоячою хвилею, має місце на більш низькій (\sim на 10%) частоті порівняно з заповненням випромінювача водою (рис.2.2а). При переході в резонансну та високочастотну області кількість таких амплітудних викидів збільшується, а власні частоти об'єму суттєво відрізняються від таких для водозаповненого екранованого випромінювача.

Заповнення випромінювачів більш важкою ніж вода рідиною (рис.2.18а) обумовлює в низькочастотній області зсув першого амплітудного викиду коливальної швидкості, обумовленого появою стоячої хвилі нульової моди, в область більш (\sim на 15%) високих частот. В резонансній та високочастотній областях кількість таких викидів теж збільшується порівняно із заповненням випромінювача водою.

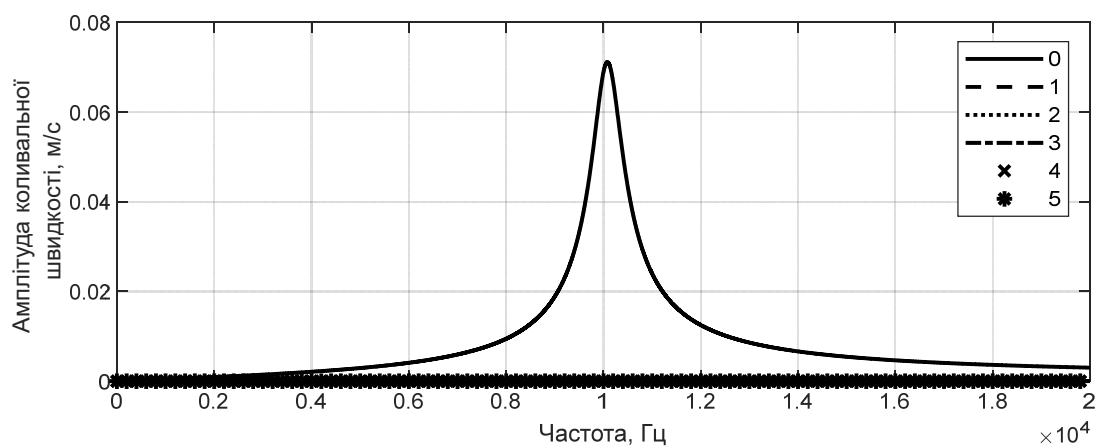
При середніх розмірах екрану ($a_0 = 0.5r_0$) і заповненні об'єму легкою рідиною (рис.2.17б) в резонансній області з'являється два амплітудні викиди, близькі по формі до резонансу випромінювача на власній частоті його п'єзокерамічної оболонки, але із значеннями частот, на (10÷15)% нижчою і вищою, ніж вона. Їх резонансній смуги є значними. Кількість же і вузько- смугових і інших амплітудних викидів коливальної швидкості більша ніж у випромінювачів, заповнених водою. Зміна заповнюючої рідини на більш важку, ніж вода, (рис.2.18б) суттєво змінює закономірності, встановлені для випромінювачів з легкою заповнюючої рідиною і водою. Майже всі амплітудні викиди, пов'язані з появою стоячих хвиль, переміщуються в високочастотну область.



а)

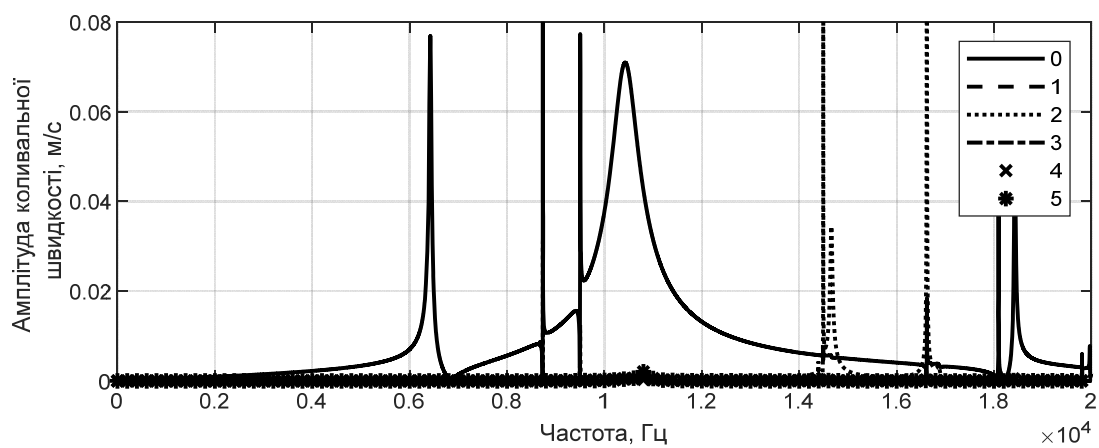


б)

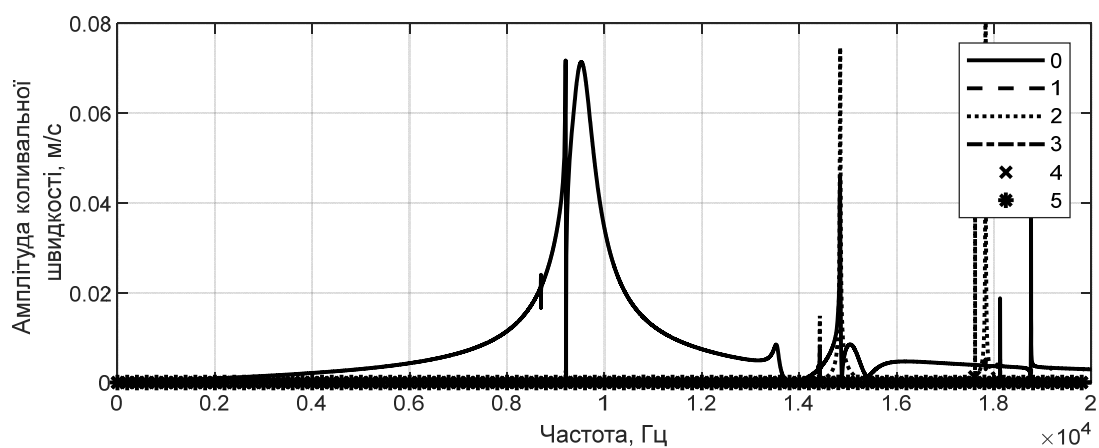


в)

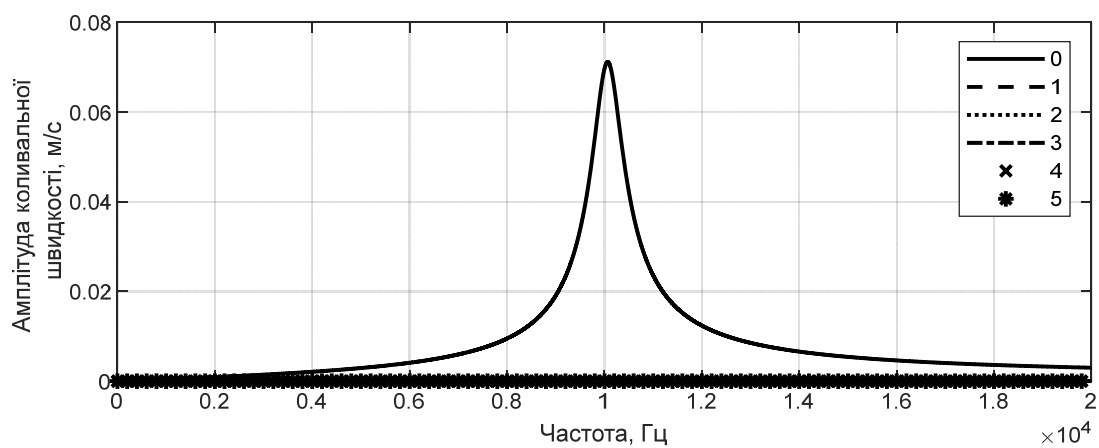
Рис.2.17 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в); і заповненні об'єму гасом.



а)



б)



в)

Рис.2.18 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в); і заповненні об'єму гліцерином.

При великих розмірах екранів ($a_0 = 0.9r_0$) вплив фізичних параметрів заповнюючих випромінювачі рідин на частотні залежності їх коливальних швидкостей відсутній (рис.2.2а; 2.17в;2.18в). При цьому частотні залежності набувають вигляду частотних залежностей амплітуди коливальної швидкості п'єзокерамічної оболонки випромінювача в вакуумі.

Як було встановлено раніше, набуття екранованим циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем асиметрії його коливальної системи, обумовленої зміщенням поздовжніх вісей екрана і оболонки, при радіальній симетрії його електричного збудження обумовлює генерацію в його механічному полі нових, наступних за нульовою мод коливань. Їх енергетична ефективність визначається амплітудами коливальних швидкостей порівняно з амплітудою коливальної швидкості нульової моди. Вплив фізичних характеристик рідин, що заповнюють екрановані випромінювачі, на генерацію додаткових мод та їх ефективність дозволяють визначити результати розрахунків, наведені на рис.2.2;2.17;2.18.

При малих розмірах екранів ($a_0 = 0.2r_0$) генерація додаткових мод в низькочастотній області виникає лише при легких рідинах заповнення і воді (рис 2.17а;2.2а). При цьому найбільшу ефективність додаткові моди мають при заповненні випромінювачів водою. Для більш важких заповнюючих середовищ ніж вода генерування мод, наступних за нульовою, в цій області не відбувається (рис.2.18а). Найбільша кількість додаткових мод з найбільшою їх ефективністю генерується при легких заповнюючих рідинах в області резонансних частот (рис.2.17а).

Певна їх кількість з'являється також і в високочастотній області. Заміна заповнюючої рідини на більш важку ніж вода теж обумовлює появу додаткових мод коливань, але їх резонансні частоти розміщуються або на краю резонансної області, або у високочастотній області (рис.2.18а).

При середніх розмірах екранів ($a_0 = 0.5r_0$) генерування додаткових мод коливань з власними частотами, які знаходяться в низькочастотній області випромінювача (рис.2.2б;2.17б;2.18б) не відбувається при всіх досліджуваних заповнюючих рідинах. Такі моди з'являються з власними частотами в резонансній

області лише при заповненні випромінювачів легкою рідиною (рис.2.17б) або водою (рис.2.2б). При цьому всі вони є ефективними, оскільки їх амплітуди порівнянні з амплітудою нульової моди, але на відміну від неї на частоті власного резонансу оболонки випромінювача мають дуже вузькі резонансні смуги. При заповненні випромінювача біль важкою ніж вода рідиною у нього теж з'являються додаткові моди коливань, але їх власні частоти знаходяться в високочастотній області і мають достатньо велику ефективність. Таку ж ефективність в цій області мають моди випромінювачів при заповненні їх і водою, і більш легкою рідиною.

Підводячи підсумки результатів виконаних досліджень зауважимо наступне.

По-перше, багатомовність механічного поля циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном при різних заповнюючих його рідинах обумовлена появою в його роботі двох факторів виникненням в його внутрішньому полі стоячих акустичних хвиль нульової моди та завдяки асиметрії механічної коливальної системи випромінювача. Наведені фактори обумовлені багатократним обміном звуковими хвилями між п'єзокерамічною оболонкою випромінювача і його внутрішнім екраном.

По-друге, при всіх заповнюючих випромінювач рідинах перший фактор не пов'язаний з перерозподілом енергії, "закачуваної" в випромінювач на нульовій моді його. Другий фактор визначається саме цим перерозподілом.

По-третє, при всіх розмірах екранів, крім великих, власні частоти внутрішніх об'ємів випромінювачів та кількість додатково генерованих мод в значній мірі залежать від фізичних характеристик рідин, що заповнюють випромінювачі, і суттєво різняться для різних рідин.

По-четверте, іноді виникає необхідність в тому, щоб випромінювач компенсованої конструкції, до якої належить досліджуваний випромінювач, мав такі ж частотні залежності механічного поля, як і випромінювач силової конструкції але витримував при цьому значні гідростатичні тиски. Як показали наведені результати досліджень, це може бути реалізовано шляхом виконання внутрішніх екранів з великими ($a_0 = 0.9r_0$) розмірами.

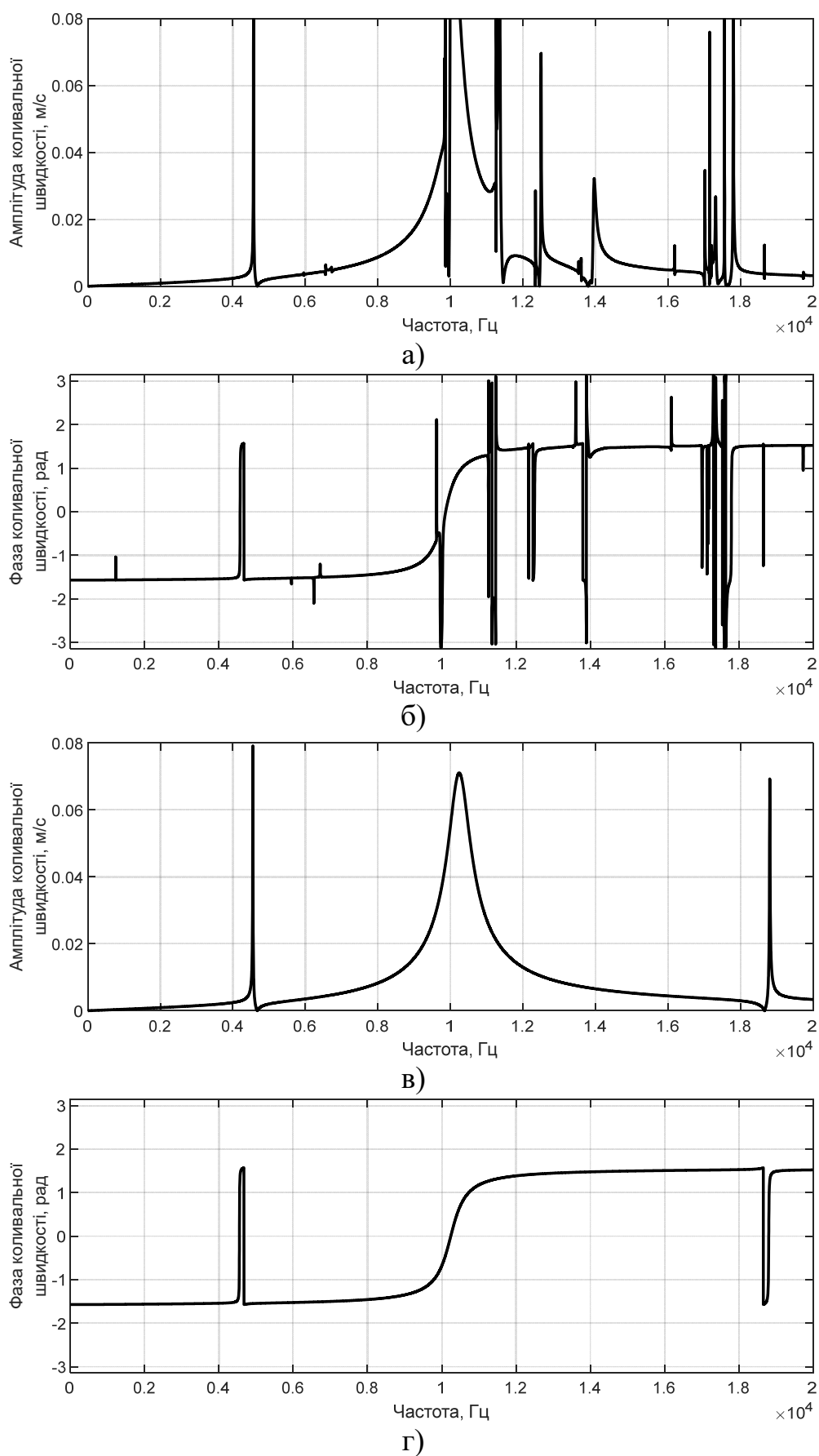


Рис.2.19 Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б,г) коливної швидкості екранованого випромінювача $a_0 = 0.2r_0$ при $l_{00'} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і заповнюючій рідині гас.

Визначимося тепер з тим, як змінюються частотні залежності механічного поля екранованого випромінювача при сталих розмірах екрана і змінах значень відстані $l_{00'}$ та характеристик заповнюючої рідини. Розрахунки виконувалися для тих параметрів випромінювачів, що і в підрозділі 2.2.

Аналіз і співставлення результатів розрахунків для трьох різних заповнюючих рідин (гас, вода, гліцерин) свідчать про наступне (рис.2.6;2.19;2.20). По-перше, всі раніше встановленні при заповненні випромінювачів водою якісні закономірності поведінки частотних залежностей коливальних швидкостей при зміні степені асиметрії механічної коливальної системи (відстані $l_{00'}$) зберігаються і при інших заповнюючих рідинах. Зміна фізичних характеристик заповнюючих рідин проявляється в кількісних значеннях частотних залежностей.

Для малих розмірів ($a_0 = 0.2r_0$) кранів і малих відстаней між поверхнями п'єзокерамічної оболонки і екрану, тобто найбільшій степені асиметрії механічної коливальної системи вони були визначені вище. Заповнення випромінювача більш легкою ніж вода рідиною обумовлює при зменшенні відстані $l_{00'}$ (рис.2.19а,б) в низькочастотній області зниження частоти першого резонансного викиду амплітуд коливальної швидкості і зменшення смуги її резонансних частот.

В резонансній області випромінювача збільшується кількість додаткових вузькосмугових резонансів. Значно зростає кількість додаткових вузькосмугових резонансів і в високочастотній області випромінювача. При ліквідації асиметрії ($l_{00'}=0$) механічної коливальної системи (рис.2.19в,г) досліджуваних частотних залежностях механічного поля з'являється три механічні резонанси з близькою ефективністю – два вузько смугових і один з широкою смугою, обумовлений основним резонансом п'єзокерамічної оболонки випромінювача в вакуумі. Причиною появи двох вузько смугових резонансів є власні частоти внутрішнього об'єму випромінювача, пов'язані з нульовою модою коливань оболонки випромінювача. Заповнення випромінювача більш важкою ніж вода рідиною обумовлює при зменшенні відстані $l_{00'}$ (рис.2.20а,б) в низькочастотній області збільшення частоти першого і єдиного в цій області амплітудного резонансного викиду. При цьому смуга його резонансних частот збільшується порівняно з заповненням випромінювача водою. В резонансній області випромінювача кількість додаткових механічних резонансів значно зменшується, а частота механічного резонансу, пов'язаного з оболонкою випромінювача, збільшується.

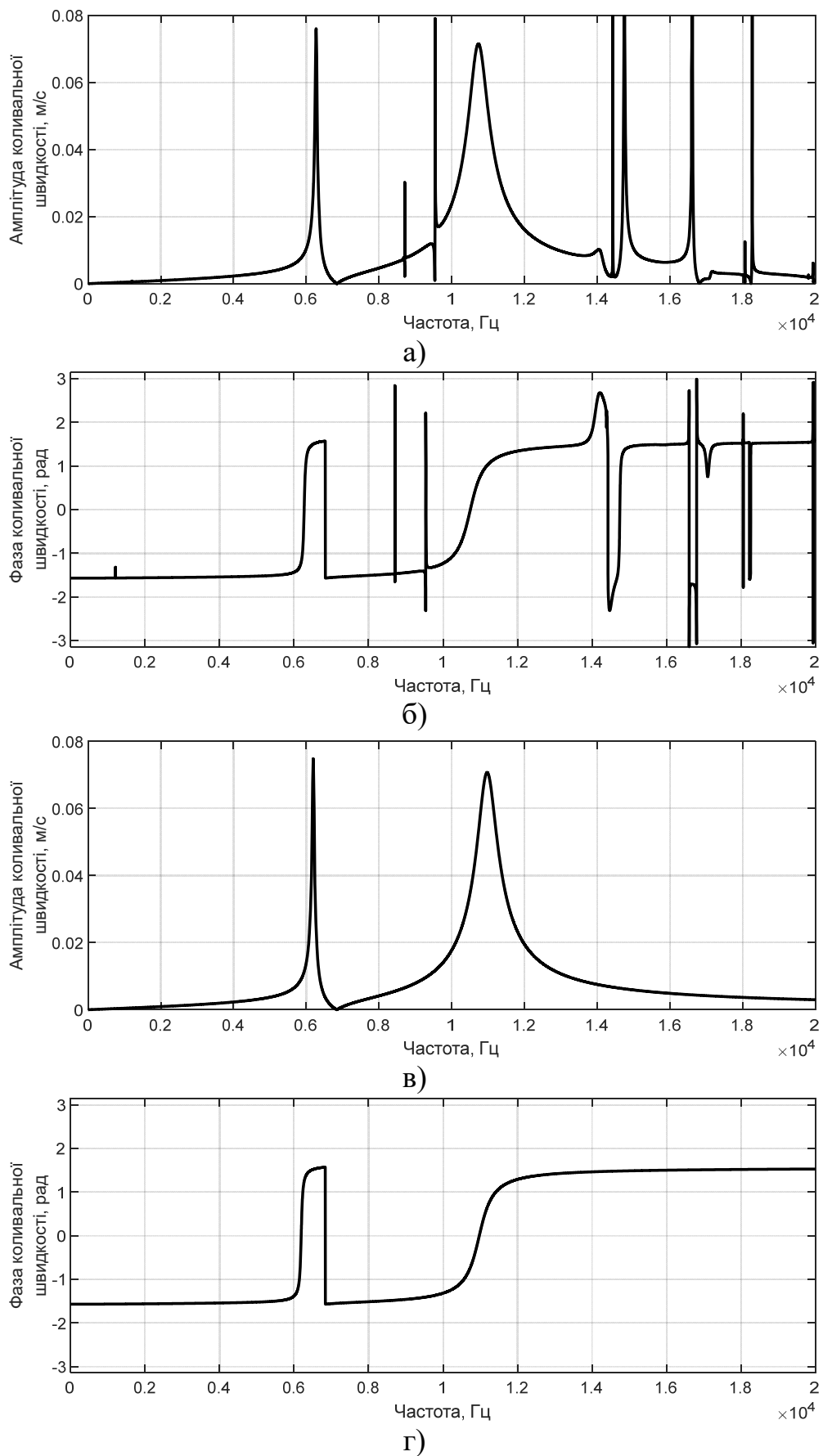
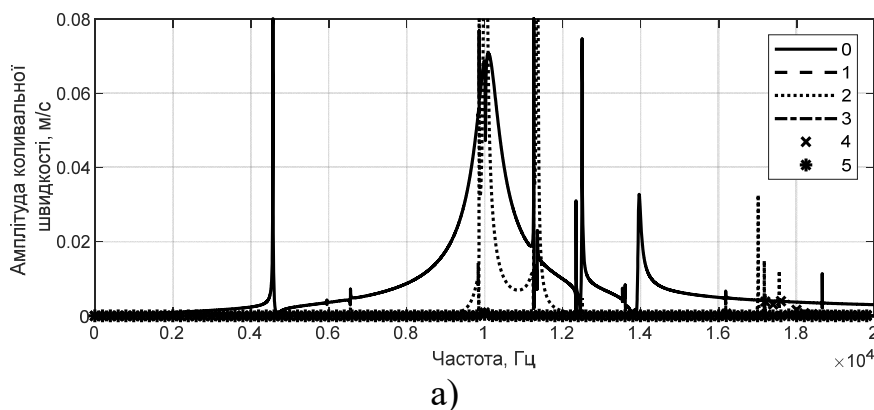


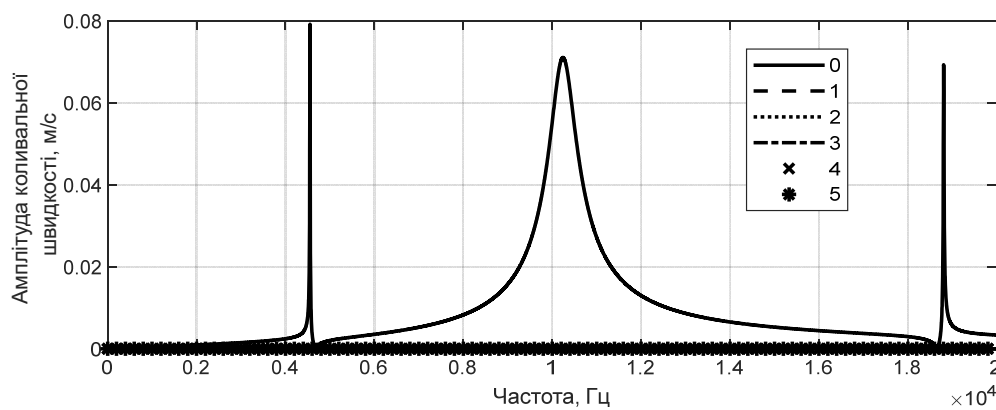
Рис.2.20 Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б,г) коливної швидкості екранованого випромінювача $a_0 = 0.2r_0$ при $l_{00} = 2a_0$ (а,б); 0(в,г) і заповнюючій рідині гліцерин.

Зростає кількість вузькосмугових резонансів і в високочастотній області випромінювача. При ліквідації асиметрії ($l_{00}=0$) механічної коливальної системи екранованого випромінювача (рис.2.20в,г) форми частотних залежностей амплітуд і фаз коливальної швидкості повторюють такі залежності водозаповненого екранованого випромінювача, але резонансні частоти заповнених гліцерином випромінювачів є більшими.

Визначимо тепер фізичні причини встановленої поведінки механічного поля екранованого випромінювача при зміні характеристик заповнюючих його рідин. Всі вони були встановлені раніше і обумовлені багаторазовим обміном випроміненими і відбитими звуковими хвилями між п'єзокерамічною оболонкою і внутрішнім екраном. Обмін звуковими хвилями на нульовій моді коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача (рис.2.21;2.22) обумовлює появу власних резонансних частот внутрішнього об'єму випромінювача як обмеженого об'єму. Природно, що значення частотних резонансів залежать від частоти нульової моди коливань випромінювача, фізичних характеристик рідин у внутрішньому середовищі та відстані між оболонкою і внутрішнім екраном.

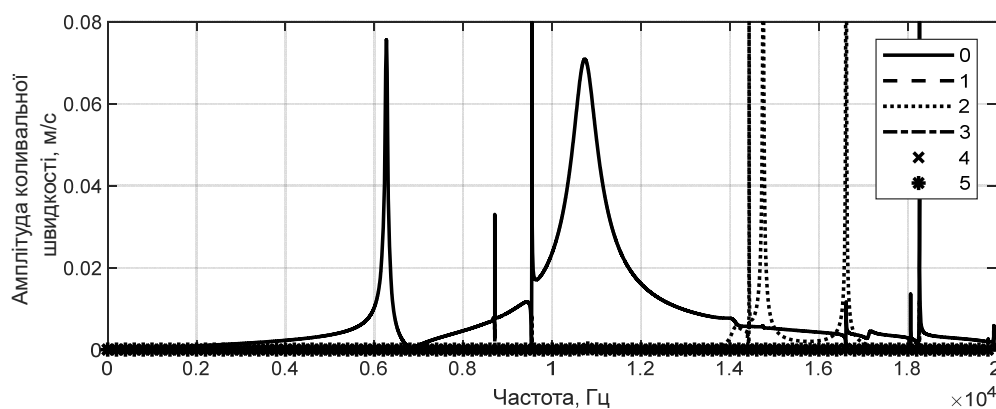
Обмін звуковими хвилями між п'єзокерамікою оболонкою і внутрішнім екраном при асиметрії механічної коливальної системи випромінювача обумовлює появу при радіальній симетрії електричного навантаження оболонки втрату радіальної симетрії її акустичного навантаження. Наслідком цієї втрати є поява додаткових мод коливань, наступних за нульовою модою, і ефективний перерозподіл енергії нульової моди, на якій «закачується» електрична енергія в механічне поле екранованого випромінювача, між всіма модами коливань. Природно, що значну участь в цьому процесі приймають і заповнюючі внутрішній об'єм рідини. Це добре видно із співставлення модового складу коливань випромінювачів із заповненням легкою (рис.2.21а) та важкою (рис.2.22а) рідинами.



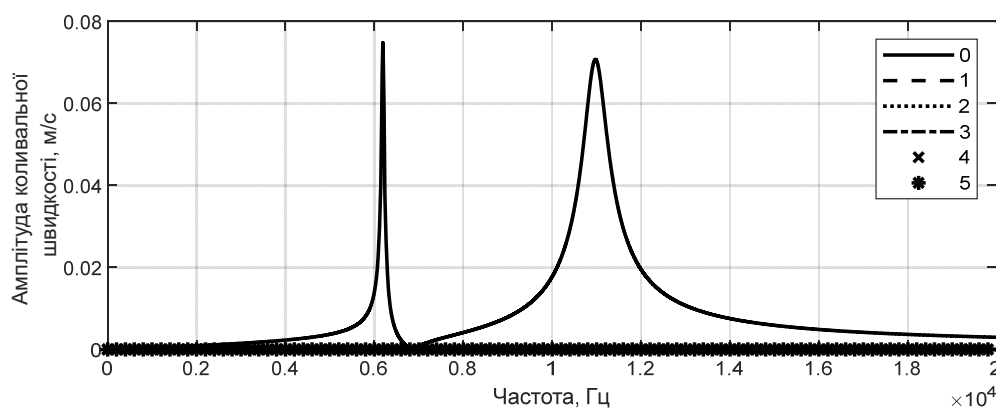


б)

Рис.2.21 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованого випромінювача $a_0 = 0.2r_0$ при $l_{00} = 2a_0(a); 0(b)$ і заповненні об'єму гасом.



а)



б)

Рис.2.22 Частотні залежності амплітуд мод коливної швидкості екранованого випромінювача $a_0 = 0.2r_0$ при $l_{00} = 2a_0(a); 0(b)$ і заповненні об'єму гліцерином.

2.5 Властивості механічних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивних розмірів їх п'єзокерамічних оболонок.

П'єзокерамічні оболонки випромінювачів з внутрішніми екранами є найважливішим елементом їх конструкцій по ряду причин. По-перше, їх розміри визначають кількісний об'єм п'єзокерамічного матеріалу в випромінювачі, від якого залежить ефективність перетворення електричної енергії в механічну. По-друге, вони визначають габаритні розміри та масу випромінювачів. По-третє, саме через них встановлюються можливості випромінювачів в плані багатократного обміну випроміненими та відбитими звуковими хвилями. Як вже вказувалося, ці можливості визначають як частотні діапазони власних частот замкнутих об'ємів, якими є внутрішні об'єми досліджуваних випромінювачів, так і ступінь можливої асиметрії їх конструкцій, яка обумовлює фізичні процеси генерації, яка обумовлює фізичні процеси генерації додаткових мод коливань, наступних за нульовою модою.

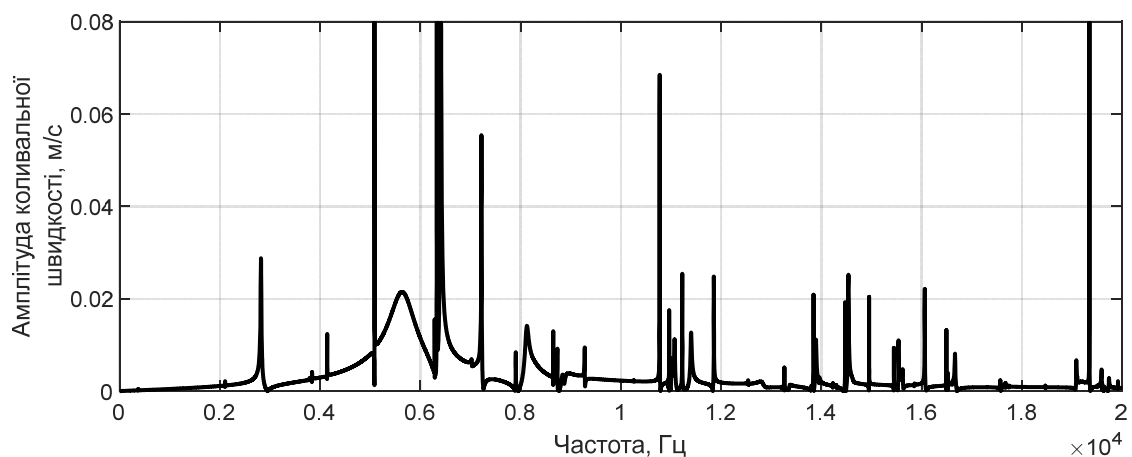
Дослідимо властивості механічних полів екранованих випромінювачів в залежності від зміни діаметрів п'єзокерамічних оболонок цих випромінювачів. Розрахунки частотних залежностей амплітуд і фаз коливальних швидкостей випромінювачів проводилися для раніше визначених параметрів екранованих випромінювачів за виключенням розмірів їх діаметру, який складав $2 r_0 = 0.24 \text{ м}$. Результати розрахунків наведені на рис.2.23-2.26. Співставлення їх з результатами, наведеними на рис.2.2-2.3 та 2.6-2.7, дозволяє визначити властивості механічних полів при змінах діаметра п'єзокерамічної оболонки та розмірів внутрішніх екранів.

Перш за все зауважимо, що збільшення діаметра п'єзокерамічної оболонки випромінювача при збереженні сталими значень кількості N призм і збуджуючої напруги Ψ_0 обумовлює зменшення напруженості електричного поля в матеріалі призм, а відтак, і амплітуд коливальної швидкості випромінювачів.

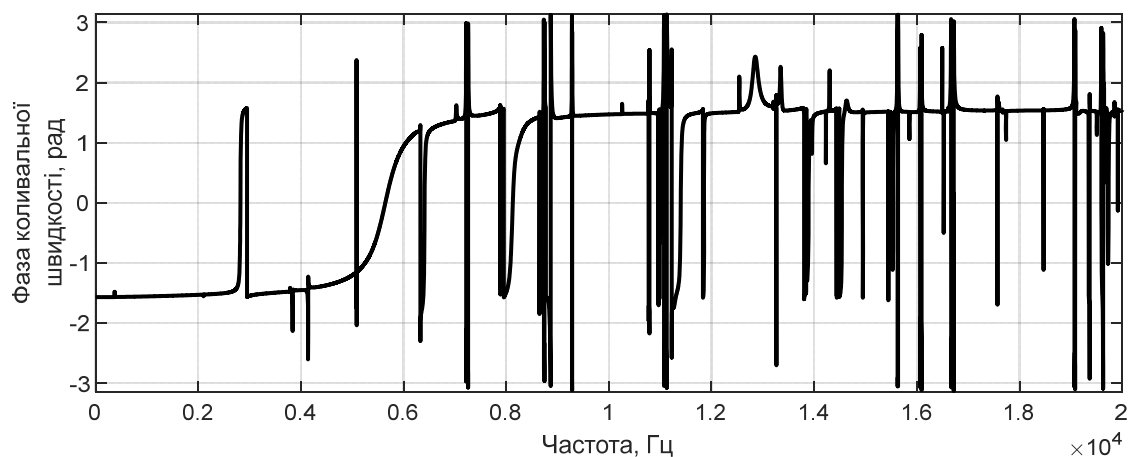
При малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) і середніх ($a_0 \sim 0.5r_0$) розмірах внутрішніх екранів збільшення діаметру п'єзокерамічної оболонки обумовлює не тільки збереження властивості генерації нових частот екранованого випромінювача, але й подальше

збагачення спектру цих власних частот. Про це свідчать фазові частотні залежності коливальної швидкості(рис.2.3;2.23).

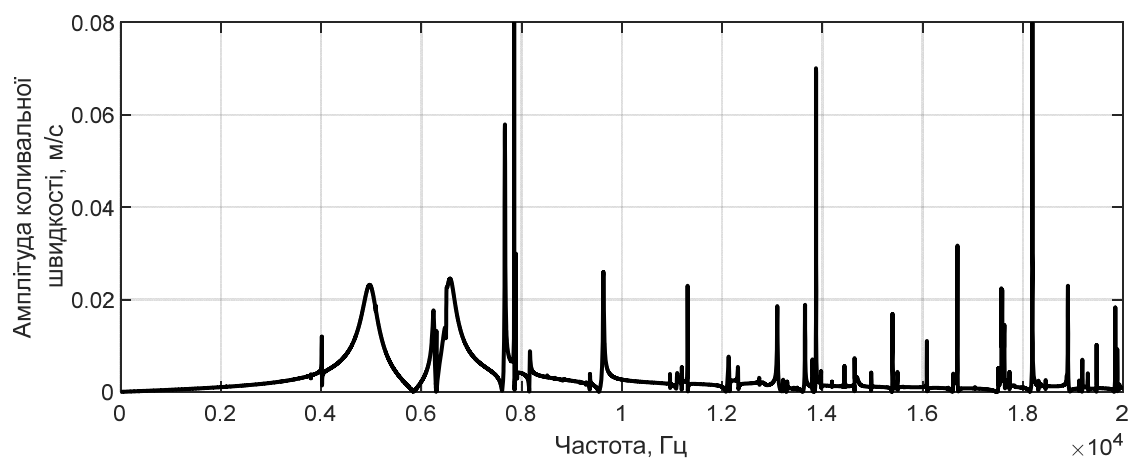
Особливо цікавим є те, що при збільшенні діаметру оболонки і при малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) і середніх ($a_0 \sim 0.5r_0$) розмірах екранів власні частоти механічного поля заходять значно нижче в низькочастотній області випромінювача і мають при цьому значні амплітуди коливальних швидкостей. При цьому при малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) екранах (рис.2.1а,б) найнижча резонансна частота майже в 1.5 рази нижча ніж при середніх ($a_0 \sim 0.5r_0$) екранах (рис.2.23 в,г). В той же час слід зауважити, що збільшення п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача при малих і середніх розмірах екранів не обумовлює збільшення кількості механічних резонансів та смуг їх резонансних частот саме в низькочастотній області (рис.2.23а,б,в,г). Значні зміни частотних залежностей механічного поля екранованого випромінювача при збільшенні діаметру п'єзокерамічної оболонки виникають в резонансній області.



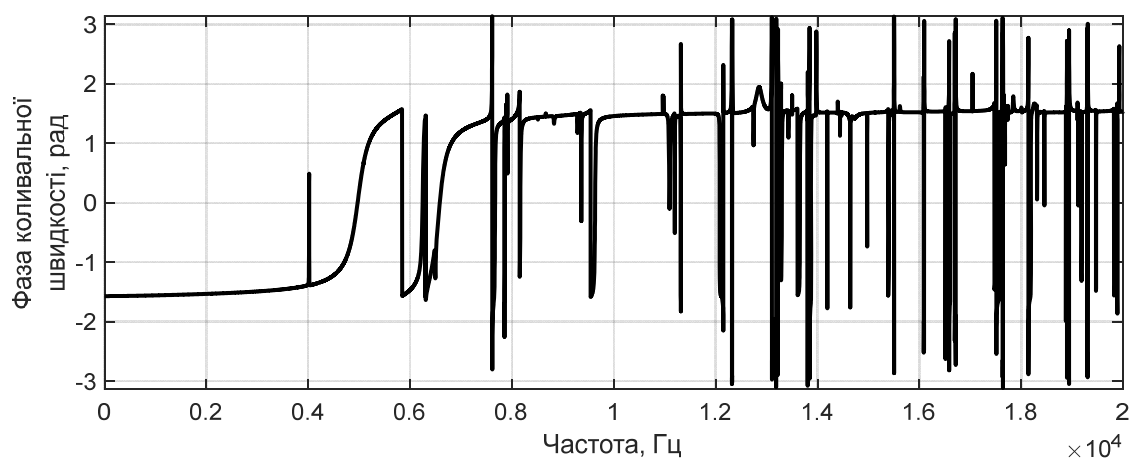
а)



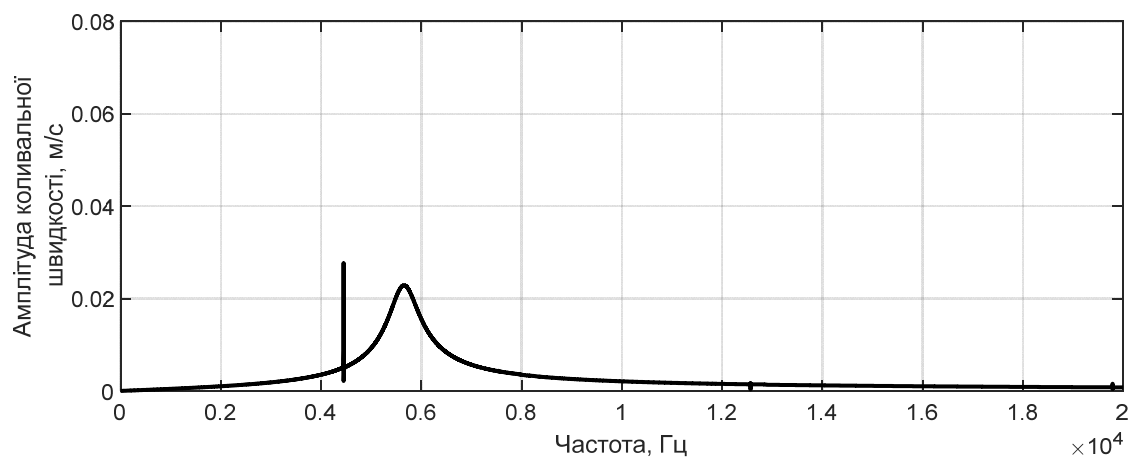
б)



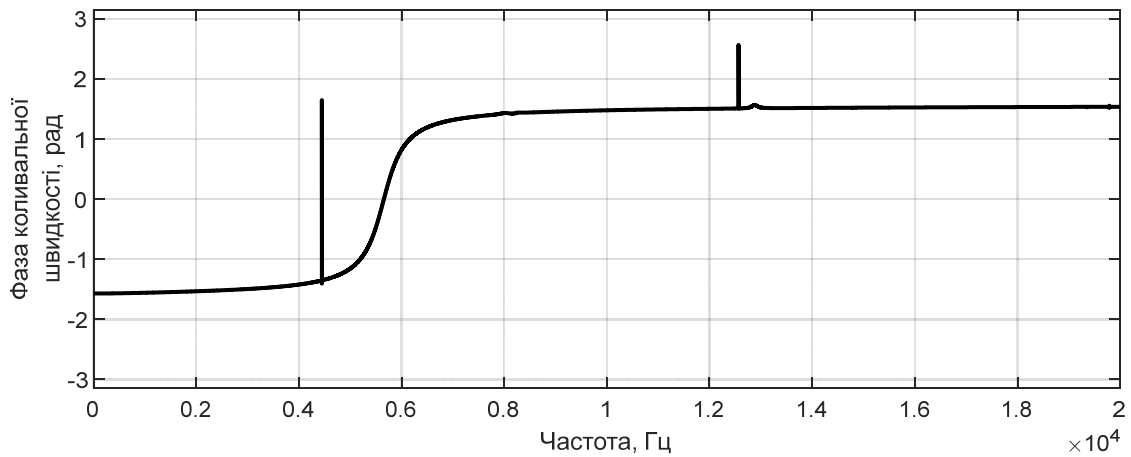
В)



Г)



Д)



е)

Рис.2.23 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) коливної швидкості екранованого випромінювача для розмірів екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $0.5r_0$ (в,г); $0.9r_0$ (д,е).

Перш за все слід зауважити, що збільшення діаметру п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача обумовлює при інших рівних умовах зменшення її власної частоти в вакуумі. Для досліджуваних діаметрів оболонок це становить приблизно 1,76 раза. Тому резонансна область екранованого випромінювача зміщується вліво по частотній вісі. При малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) екранах максимальні амплітуди коливальних швидкостей зосереджуються ближче до лівого краю резонансної області порівняно з такими ж амплітудами випромінювачів із середніми ($a_0 \sim 0.5r_0$) екранами.

Найбільш значними змінами і при малих, і при середніх розмірах екранів виділяється при збільшенні діаметру п'єзокерамічної оболонки випромінювача високочастотна область. Кількість власних резонансів в ній значно збільшується і в цьому процесі домінує випромінювач із середніми ($a_0 \sim 0.5r_0$) розмірами екрану.

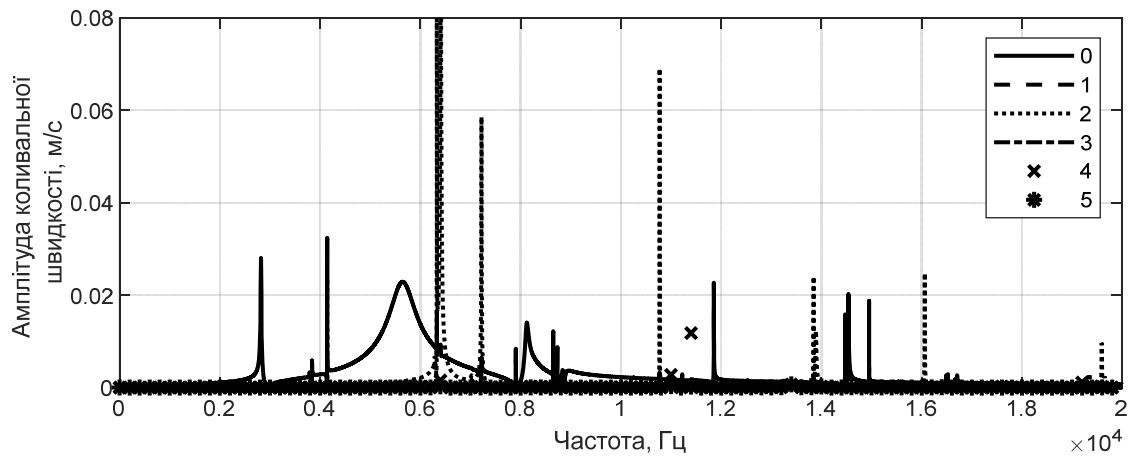
Особливо цікавою є поведінка частотних залежностей механічних полів екранованих випромінювачів при великих ($a_0 \sim 0.9r_0$) розмірах екранів. Збільшення розмірів діаметру майже в 1,75 рази в цьому випадку не приводить до зміни резонансної частоти екранованого випромінювача (рис. 2.3д,е; 2.23д,е). В той же час на частотній залежності з'являється ще один амплітудний викид, який не є резонансним.

Як і раніше, для визначення фізичних причин наведеної вище частотної поведінки коливальної швидкості екранованого випромінювача при зміні його діаметра проаналізуємо частотні залежності мод коливальної швидкості. Аналіз кривих рис.2.2 і рис.2.4 дозволяє встановити наступні закономірності. Зміна діаметру екранованого випромінювача без зміни структури його побудови не обумовлює причин якісних змін перетворення екранованого випромінювача в багатомодовий пристрій. Такими причинами, як було встановлено раніше, є власні резонанси внутрішніх об'ємів випромінювачів і моди коливань, наступні за нульовою. Перші обумовлені кінцевими значеннями розмірів внутрішніх об'ємів випромінювачів, другі втратою радіальної симетрії акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки при збереженні її при електричному навантаженні оболонки. Але кількісні зміни як амплітуд резонансних викидів, так і значень частот цих резонансів мають місце. При цьому значення резонансних частот екранованих випромінювачів, обумовлених власними частотами їх внутрішніх об'ємів, генерованих нульовою модою коливань їх п'єзокерамічних оболонок, знижуються у всіх частотних областях випромінювачів і при всіх розмірах їх внутрішніх екранів за виключенням великих (рис.2.24в) при збільшенні діаметрів випромінювачів. Значення резонансних частот, обумовлених генерацією нових мод коливань оболонки, теж зменшуються при малих і середніх розмірах екранів (рис.2.24а,б). Крім цього кількість появ нових мод збільшується.

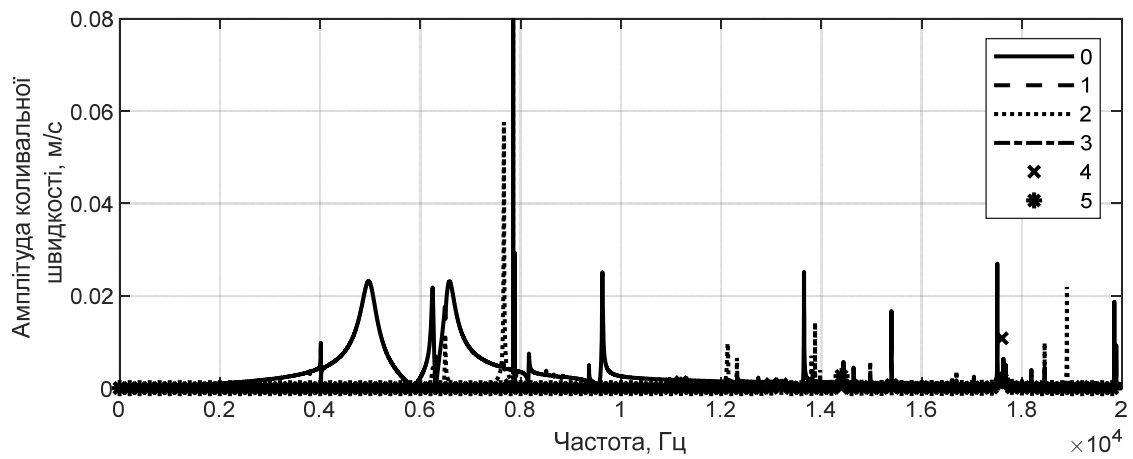
Зокрема, крім другої моди при менших розмірах випромінювачів (рис.2.2а,б) з'являється при збільшенні цих розмірів ще й четверта мода (рис.2.24 а,б). При великих розмірах екранів ($a_0 \sim 0.9r_0$) має місце лише один власний резонанс екранованого випромінювача, обумовлений нульовою модою коливань його п'єзокерамічної оболонки (рис.2.2 в і 2.24 в). При цьому значення частот цих резонансів мало відрізняються між собою, хоча діаметри їх п'єзокерамічних оболонок відносяться як 1 до 0.57, що відповідає такому ж співвідношенню власних резонансних частот в вакуумі п'єзокерамічних оболонок цих випромінювачів.

Визначимо тепер, як впливає на частотні залежності параметрів механічного поля екранованого випромінювача збільшення розмірів його п'єзокерамічної

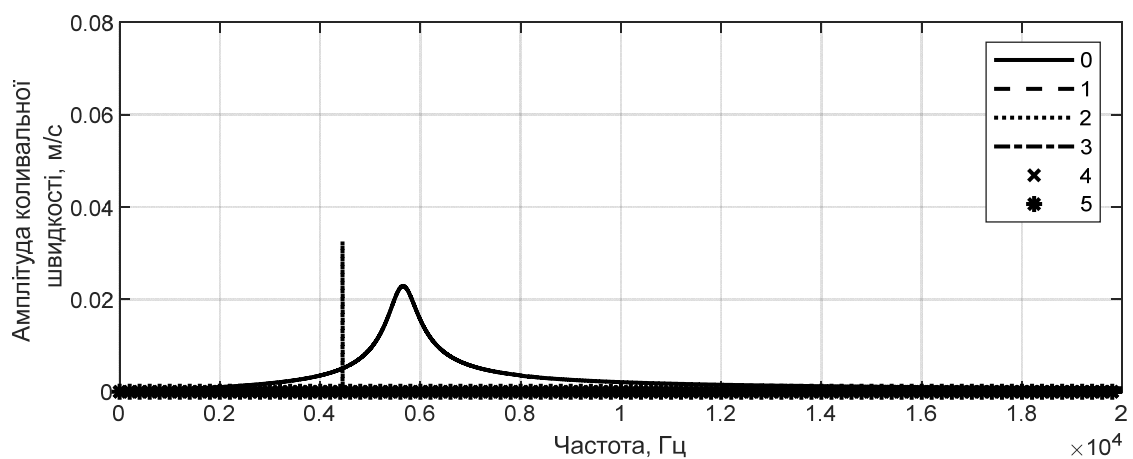
оболонки при зміні відстані $l_{oo'}$ між центрами оболонки і екрану і сталому розмірі екрану.



а)



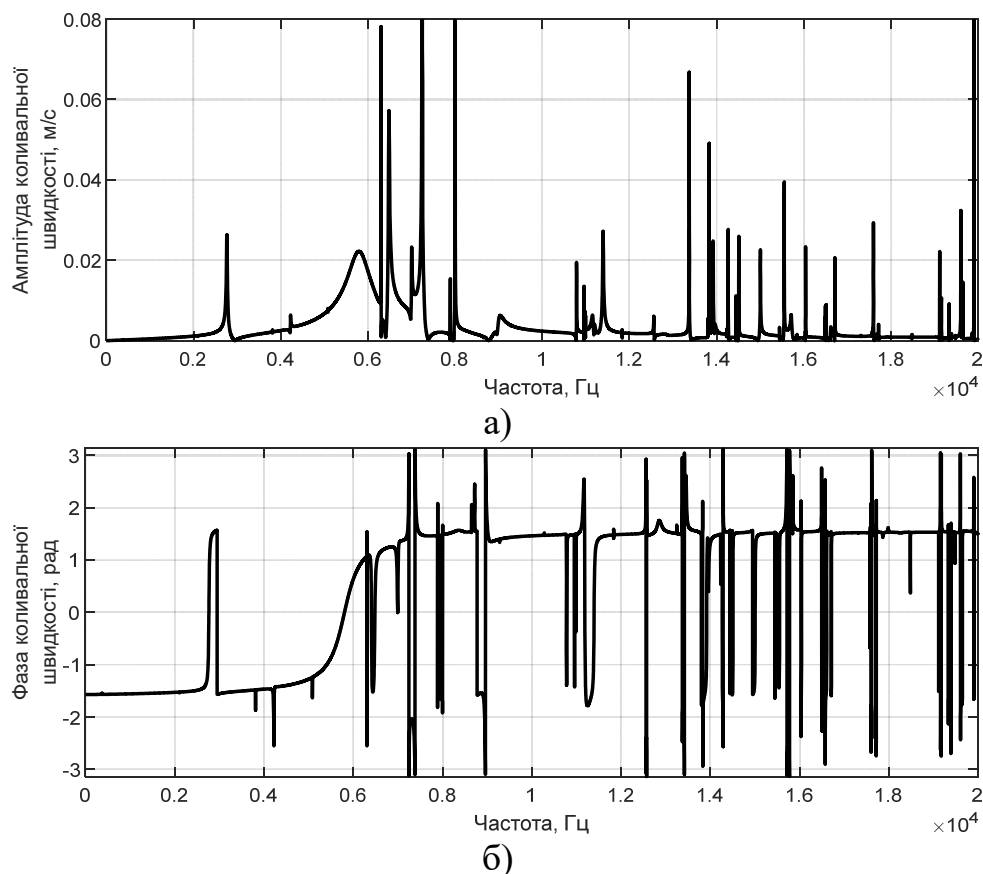
б)



в)

Рис 2.24 Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості екранованого випромінювача при $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в).

Аналіз кривих рис.2.6;2.24а і 2.25 показує, що при збереженні асиметрії побудови екранованого випромінювача збільшення розмірів його п'єзокерамічної оболонки зберігає всі ті властивості, які були встановлені вище при дослідженні випромінювачів з малими і середніми екранами при малих відстанях між поверхнями екрану і оболонки (рис.2.23а,б;2.25а,б). Це свідчить про те, що при малих і середніх розмірах внутрішніх екранів будь-яка асиметрія побудови випромінювача супроводжується значним збільшенням багатомодовості екранованого випромінювача. Повернення до радіальної симетрії побудови екранованого випромінювача ($l_{oo'}=0$) суттєвим чином змінює тенденції, встановлені для асиметричних випромінювачів. Зокрема це проявляється (рис.2.25 б;2.26а) в тому, що власна резонансна частота екранованого випромінювача знижується приблизно в 1.7 рази. Змінюються і додаткові резонансні частоти екранованого випромінювача, обумовлені збудженням нульовою модою коливань його п'єзокерамічної оболонки власних резонансних частот внутрішнього об'єму випромінювача. Наведене вище підтверджується аналізом модового складу амплітуд коливальної швидкості екранованого випромінювача великих розмірів (рис.2.26).



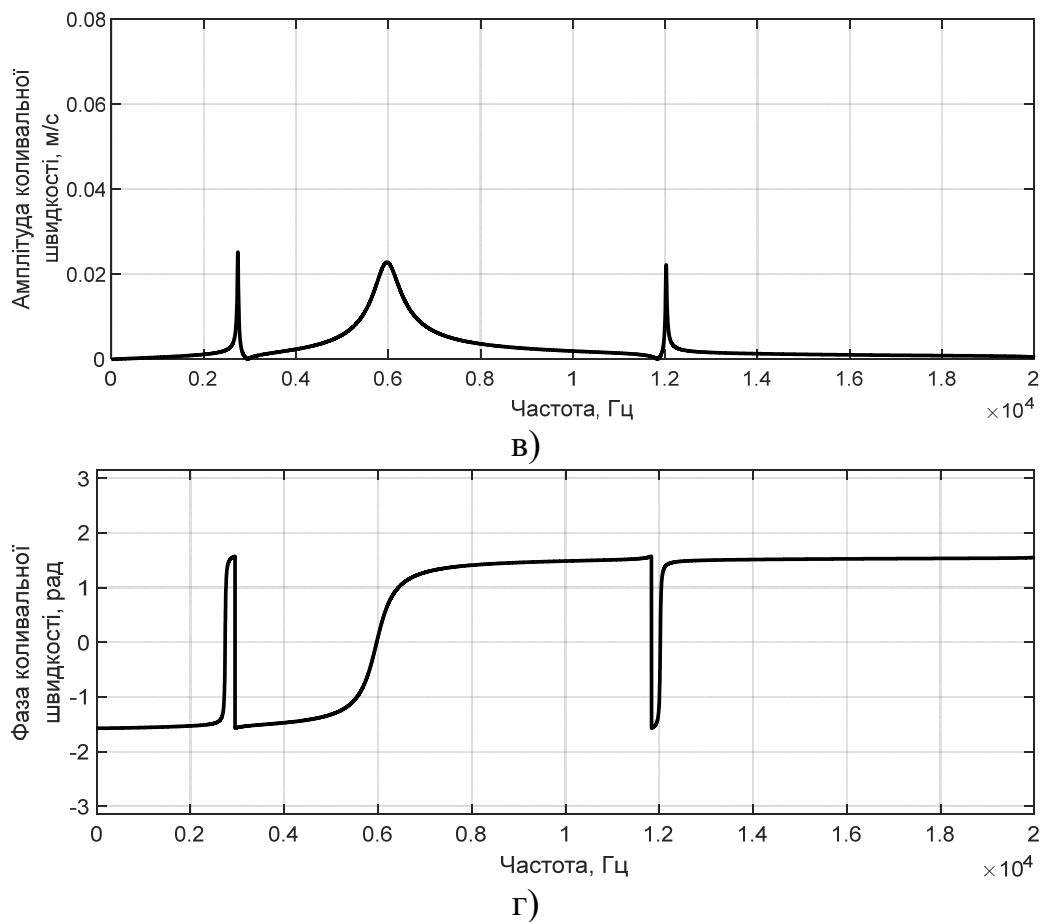


Рис.2.25 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) коливальної швидкості екранованого випромінювача при $l_{00} = 2a_0$ (а,б); 0(в,г).

Їх аналіз показує, що, як і у випадку менших розмірів випромінювача (рис.2.7), при симетричному розміщенні екрану (рис.2.26б) додаткові резонанси екранованого випромінювача утворюються лише власними резонансами його внутрішнього об'єму. При введенні в побудову цього випромінювача асиметричного розміщення його елементів модовий склад механічного поля випромінювача збагачується за рахунок додаткових мод (рис.2.26а), обумовлених порушенням його радіальної симетрії.

До цього часу розглядалися зміни в характеристиках екранованого випромінювача такого його конструктивного параметру як його діаметр. Визначимо тепер кількісний вплив на характеристики випромінювача іншого конструктивного параметру товщина його п'єзокерамічної оболонки. Для цього були виконані розрахунки частотних залежностей амплітуд і фаз коливальних швидкостей при

товщині оболонки $h=0.012\text{м}$ і при збереженні незмінними всіх інших параметрів випромінювача (рис.2.27-2.30).

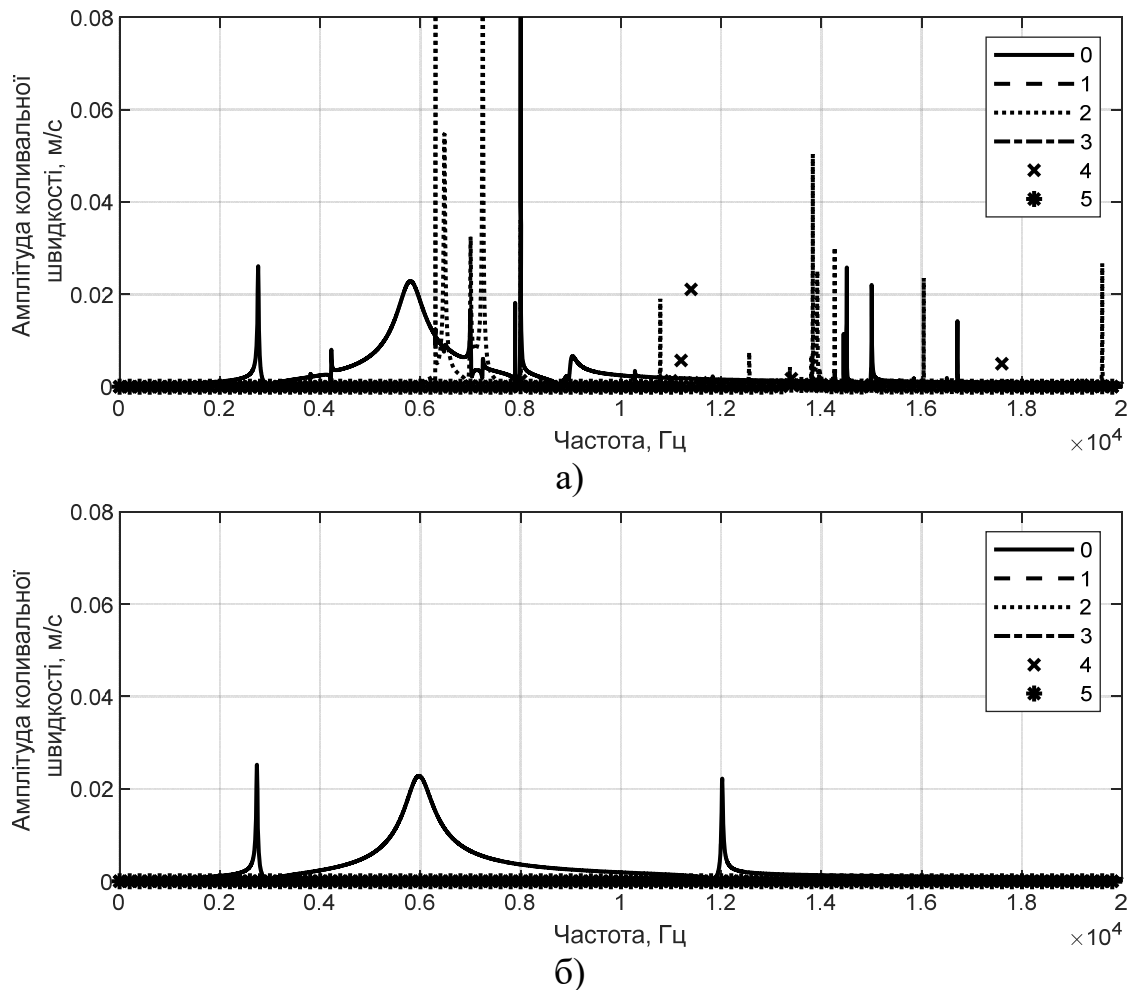


Рис.2.26 Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості екранованого випромінювача при $l_{00} = 2a_0$ (а); 0 (б).

Співставлення їх з результатами (рис.2.2;2.7), наведеними для товщини оболонки $h=0.008\text{м}$, дозволяє встановити закономірності шуканого впливу.

Аналіз графіків рис.2.30 і 2.27а показує, що при малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) розмірах внутрішнього екрану збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки, по-перше, не змінює частоти її основного резонансу, по-друге, суттєво змінює амплітуди коливальних швидкостей всіх додаткових заново генерованих мод коливань і, по-третє, зменшує кількість заново генерованих мод і їх резонансні частоти.

Збільшення товщини оболонок при подальшому збільшенні розмірів екранів (рис.2.3в,г;2.27в,г) до середніх значень ($a_0 \sim 0.5r_0$) мало впливає на спектр

додаткових заново генерованих власних частот екранованого випромінювача і проявляється в незначній зміні як амплітуд, так і резонансних частот в резонансній і високочастотній областях випромінювача.

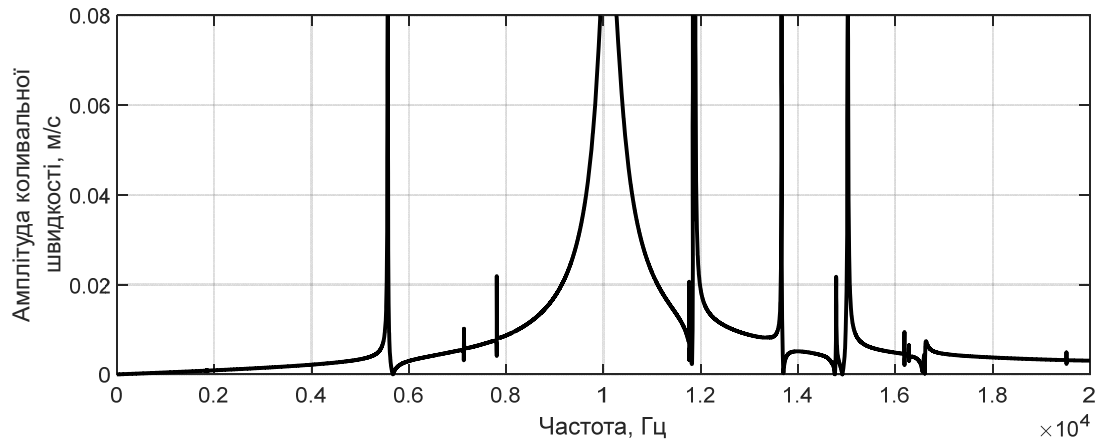
При великих ($a_0 \sim 0.9r_0$) розмірах екранів зміна товщини п'єзокерамічної оболонки (рис.2.3д,е;2.27д,е) не обумовлює будь-яких змін в спектрі власних частот екранованого випромінювача.

Встановлені закономірності підтверджуються аналізом частотних залежностей амплітуд коливальних швидкостей всіх мод коливань механічного поля екранованого випромінювача (рис. 2.2; 2.28). В залежності від розмірів внутрішніх екранів при всіх товщинах п'єзокерамічних оболонок випромінювачів досліджувані спектри включають спектри коливальних швидкостей, обумовлені: власними резонансами внутрішніх об'ємів екранованих випромінювачів, збудженими нульовою модою коливань їх п'єзокерамічних оболонок; додатковими власними резонансами випромінювачів, поява яких обумовлена асиметрією акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки випромінювача при наявності радіальної симетрії її електричного навантаження; власними механічними резонансами п'єзокерамічної оболонки.

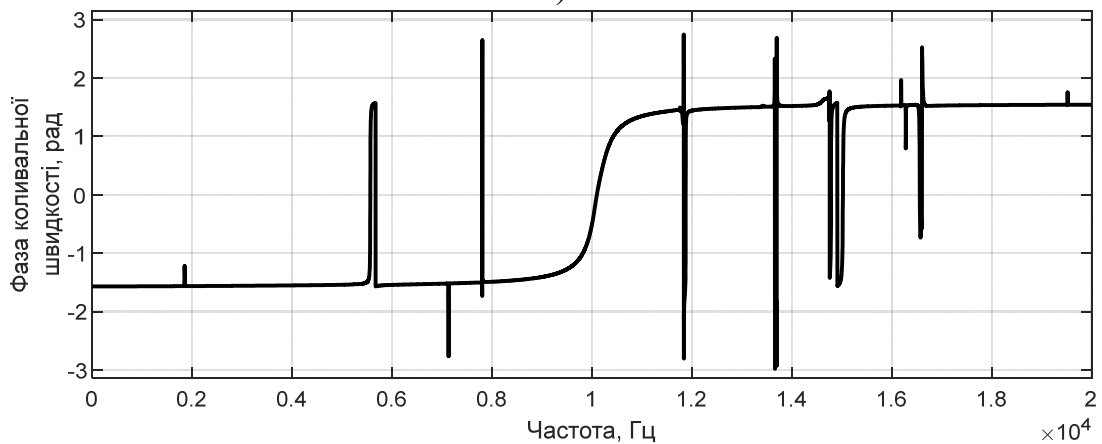
При цьому в низькочастотній області додатково генеровані моди коливань, обумовлені і асиметрією акустичного навантаження, і стоячими хвилями нульової моди, мають місце при малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) акустичних екранах. При середніх ($a_0 \sim 0.5r_0$) розмірах екранів вони переходять в резонансну і високочастотну області, а при великих розмірах ($a_0 \sim 0.9r_0$) зникають зовсім. Вплив збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача проявляється у збільшенні амплітуд коливальних швидкостей на всіх механічних резонансах екранованого випромінювача.

Представляється доцільним визначити закономірності впливу зміни товщини п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача на його спектральні властивості при зміні симетрії коливальної системи шляхом переміщення акустичного екрану одного і того ж розміру. Аналіз і співставлення графіків рис.2.3,2.6 і 2.27,2.29 свідчить про наступне. При малих відстанях між поверхнями

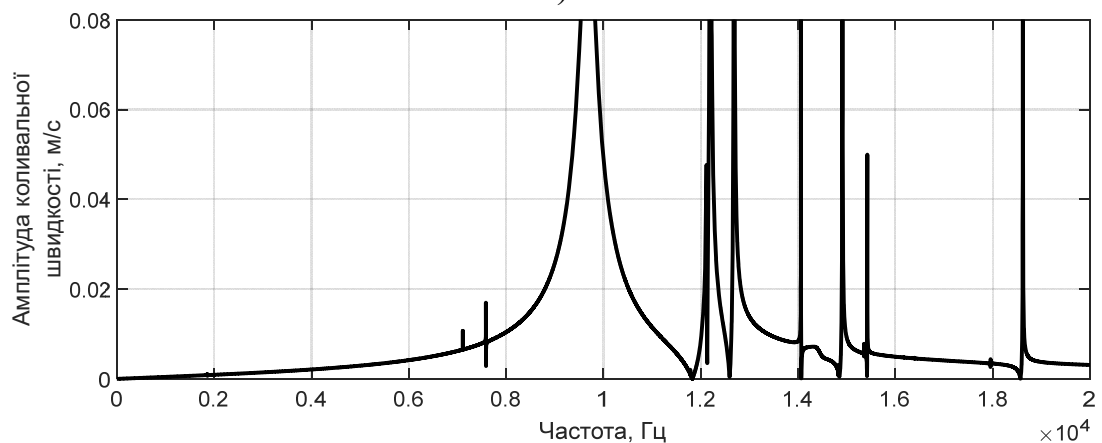
оболонки та екрану збільшення товщини оболонки (рис.2.3а,б;2.27а,б), по-перше, зменшує кількість заново генерованих власних коливань екранованих випромінювачів в низькочастотній області і, по-друге, збільшує амплітуди їх коливальних швидкостей.



а)



б)



в)

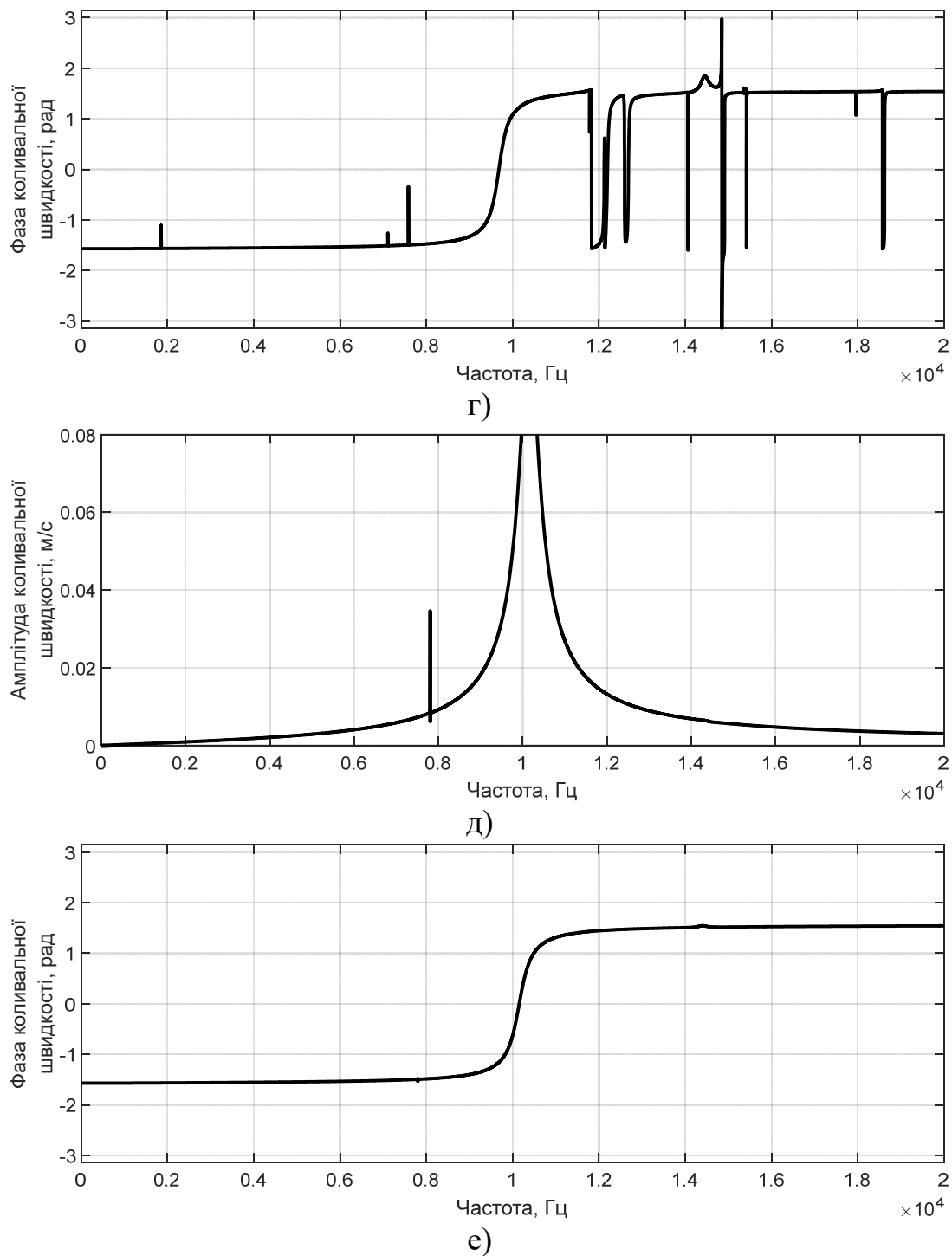


Рис.2.27 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) і фаз (б,г,е) коливальної швидкості екранованого випромінювача для розмірів екрану $a_0 = 0.2r_0$ (а,б); $0.5r_0$ (в,г); $0.9r_0$ (д,е).

Переміщення екрану в середину відстані між центром оболонки і її внутрішнього екрану (рис.2.6 в,г; 2.29 а,б) зберігає цю тенденцію. Це свідчить про більшу важливість збереження самого факту наявності асиметрії коливальної системи екранованого випромінювача порівняно з її кількісним вираженням. І,

нарешті, при встановленні радіальної симетрії акустичного навантаження екранованого випромінювача (рис.2.6а,б;2.29в,г) зміна товщини його п'єзокерамічної оболонки збільшує лише амплітуду її коливальної швидкості.

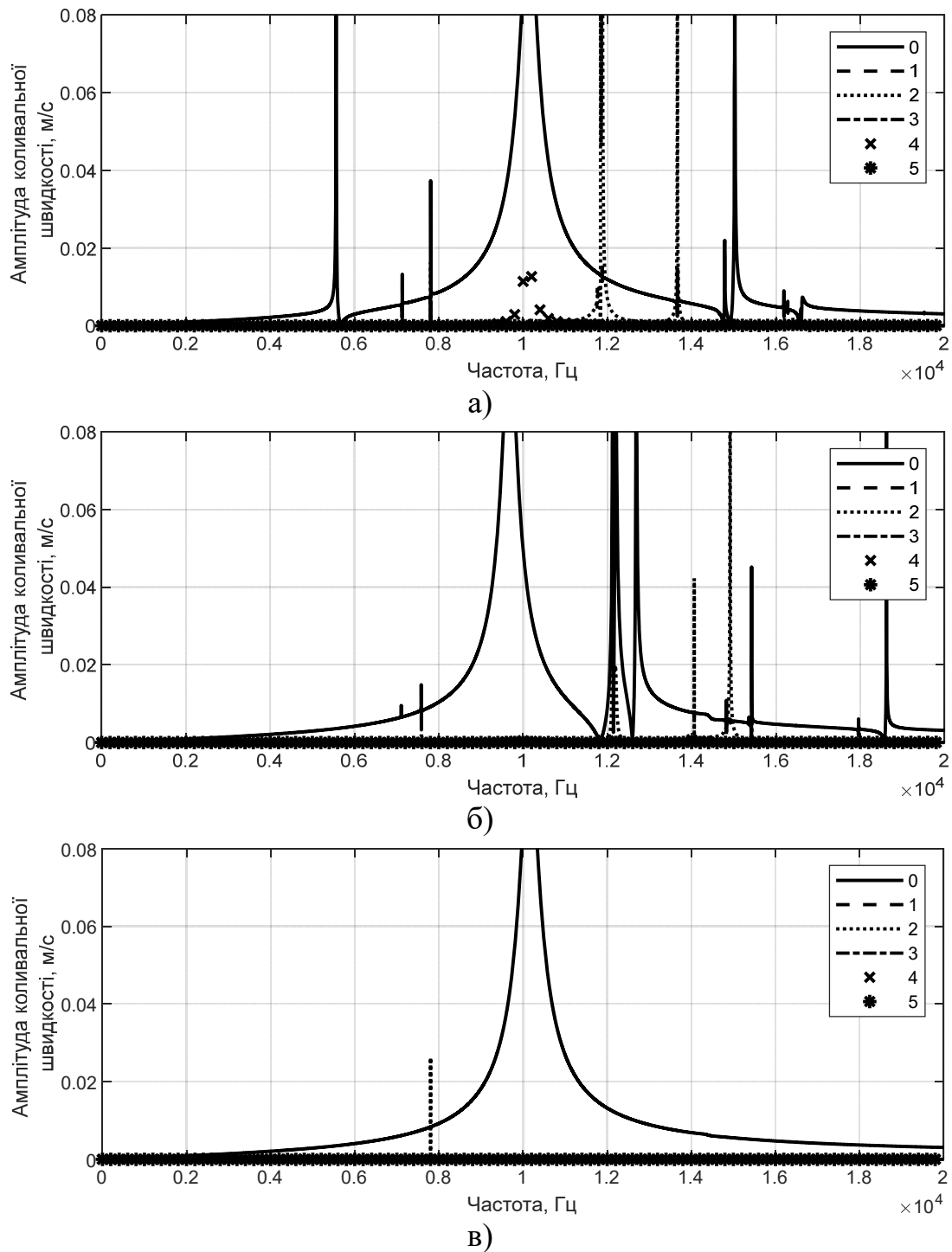
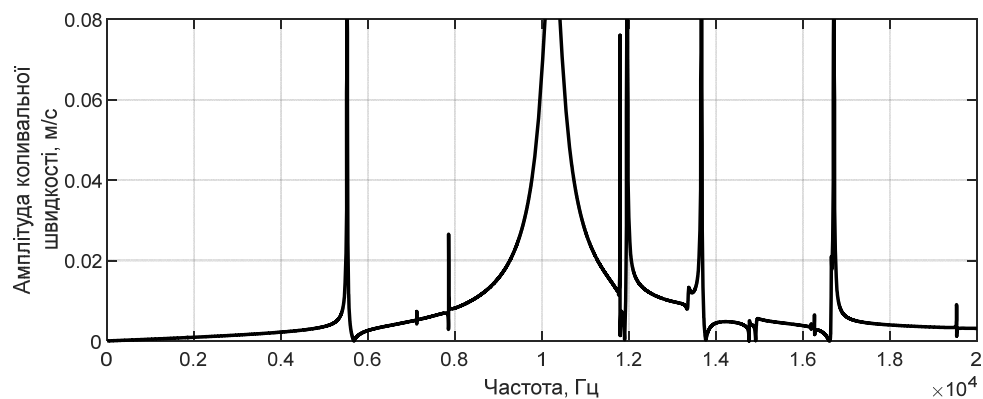
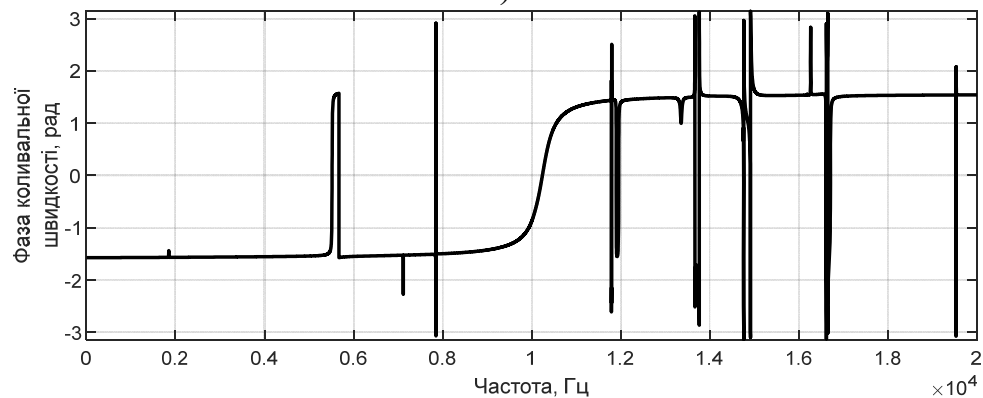


Рис.2.28 Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості екранованого випромінювача при $a_0 = 0.2r_0$ (а); $0.5r_0$ (б); $0.9r_0$ (в).

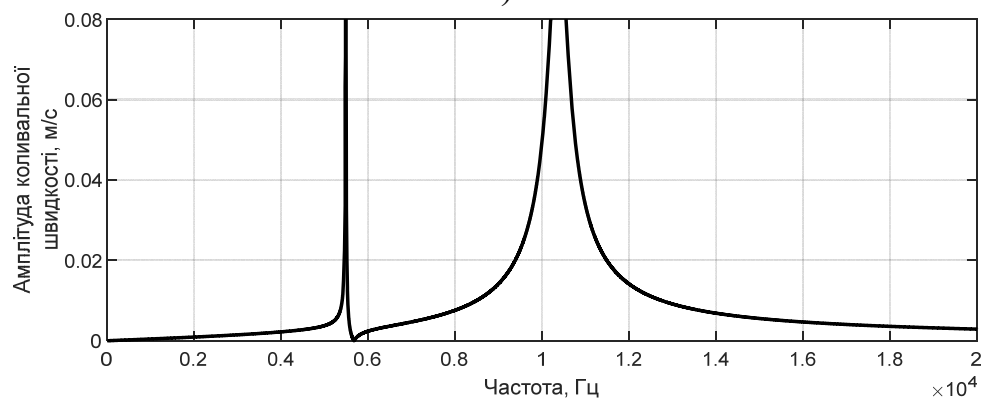
Аналіз частотних залежностей амплітуд коливальних швидкостей мод механічних коливань (рис.2.2а,б;2.6; 2.27а,б;2.30) екранованого випромінювача свідчить про те, що збільшення жорсткості п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача, обумовлене зростанням її товщини, зменшує вплив асиметрії коливальної системи випромінювача на збудження в ньому мод коливань, поява яких є наслідком наявності цієї асиметрії. В той же час моди коливань, пов'язані із збудженням нульовою модою коливань оболонки власних резонансних частот внутрішнього об'єму випромінювача і виникненням відповідних стоячих хвиль, залишаються.



а)



б)



в)

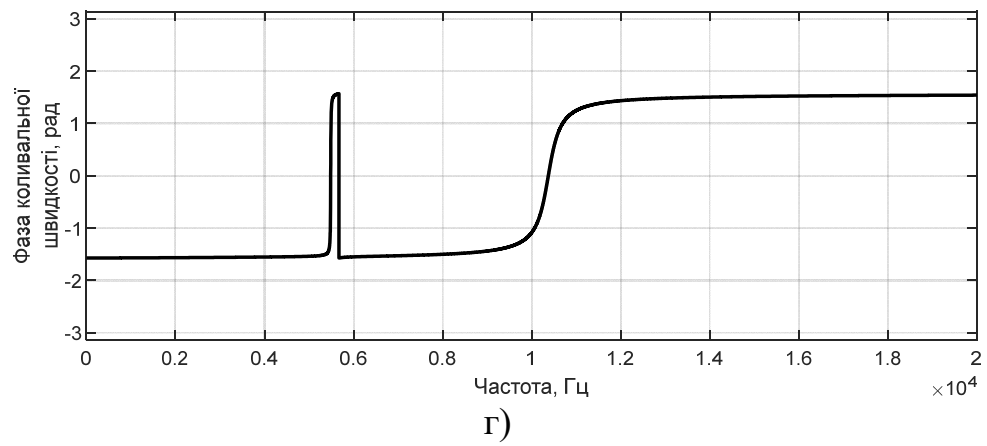
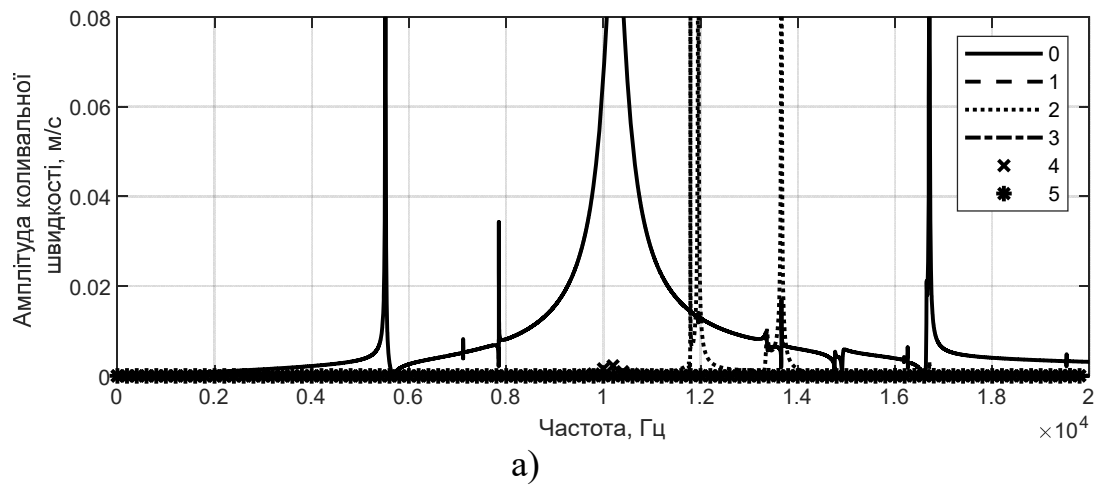
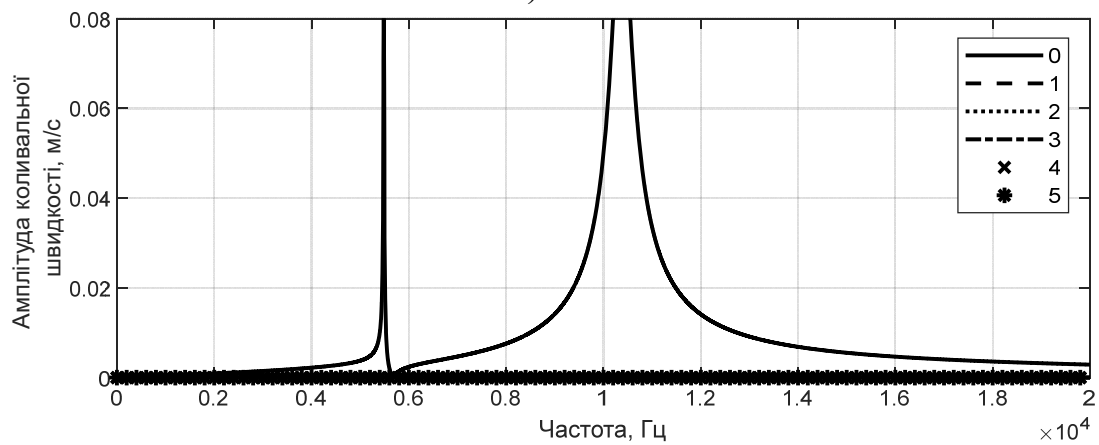


Рис.2.29 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) коливальної швидкості екранованого випромінювача при $l_{00} = 2a_0(a, б); 0(в, г)$.



а)



б)

Рис.2.30 Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості екранованого випромінювача при $l_{00} = 2a_0(a); 0(б)$.

Висновки до розділу 2.

Проаналізовано існуючий стан досліджень по визначенню якісних і кількісних властивостей механічних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми акустично м'якими екранами і встановлено необхідність виконання досліджень властивостей таких полів в залежності від конструктивних особливостей побудови цих випромінювачів.

Досліджені властивості механічних полів випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від конструкційного виконання їх екранів.

Встановлено, що при радіально симетричному електричному збудженні циліндричної п'єзокерамічної оболонки випромінювача введення до його складу внутрішнього акустичного екрану обумовлює появу ряду фізичних особливостей формування механічних полів випромінювача. До них відносяться:

радіальна симетричність механічного поля і формування тільки нульової моди його при співвісності поздовжних вісей оболонки та екрана;

– перехід екранованого випромінювача із одномодового стану в багатомодовий при появі несоосності розміщення оболонки і екрана.

Встановлено, що в результаті сумісної дії цих фізичних особливостей спектр власних коливань механічного поля екранованого випромінювача значно збагачується і поширюється в область низьких частот порівняно з власною частотою п'єзокерамічної оболонки.

Визначені закономірності поведінки частотних і кутових залежностей амплітуд і фаз повної коливальної швидкості та її мод в залежності від : розмірів екранів при сталій відстані між поверхнями оболонки та екрану; від відстані між поздовжніми вісями оболонки і екрану при незмінних розмірах екрану; складу застосованої п'єзокераміки; фізичних характеристик рідини у внутрішній порожнині випромінювача; розмірів п'єзокерамічної оболонки її радіусу і товщини. Встановлено, що при малих розмірах екрану заново генеровані власні резонанси заходять далеко вниз в область низьких частот. При екранах середніх розмірів ці нові власні резонанси механічного поля не утворюються в низькочастотній області, а зосереджені в областях резонансній та

високочастотній. Наведені вище додаткові власні резонанси утворюються як власними резонансами внутрішнього об'єму екранованого випромінювача при збудженні їх нульовою модою коливань його п'єзокерамічної оболонки, так і модами, наступними за нульовою і обумовленими асиметрією коливальної системи випромінювача. При екранах великих розмірів генерація будь-яких нових власних резонансів механічного поля екранованого випромінювача не відбувається, а власна частота випромінювача співпадає з власною частотою його п'єзокерамічної оболонки.

Встановлено, що при сталих розмірах екрану зміна асиметрії його розміщення в екранованому випромінювачі по іншому впливає на механічні поля екранованого випромінювача. Перераховані вище закономірності якісно зберігаються, але змінюються в кількісному відношенні. Якісно зменшення відстані між поздовжніми вісями оболонки та екрану проявляє себе в формуванні механічного поля екранованого випромінювача подібно до збільшення розмірів екрану.

Визначені вище властивості механічних полів екранованих випромінювачів якісно подібні, але кількісно відрізняються при змінах складу п'єзокераміки оболонки, типу заповнюючої випромінювач рідини і конструктивних розмірів п'єзокерамічної оболонки.

Встановлені ефекти свідчать про можливість управління механічними параметрами гідроакустичних циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами при виконанні проектних робіт.

Розділ 3. Властивості акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від особливостей їх конструктивного виконання

3.1 Параметри досліджуваних акустичних полів

Кінцевою метою будь-якого електромеханічного перетворювача звуку є формування акустичних полів в оточуючих їх середовищах. Саме виходячи з цих полів, визначаються параметри цього перетворювача як електроакустичного пристрою. Інформація про кутовий розподіл амплітуд і фаз акустичного поля в ближній зоні випромінювача, в тому числі і на його поверхні, дозволяє одержати чисельні значення таких параметрів як активний і реактивний опори випромінювання, а відтак, і його активну і реактивну потужності. Знання розподілу амплітуд акустичного поля в цій зоні дозволяє встановити появу та місце знаходження кавітаційно загрозливих зон, які обмежують як потужність випромінювання звуку, так і час довготривалої роботи випромінювача, що пов'язаний з механічною динамічною стійкістю випромінювача. Більше того, як показано в роботах [27,31,34,35], поява кутової несиметричності розподілу амплітуд звукового тиску на поверхні циліндричного випромінювача при радіально симетричному електричному збудженні його обумовлює перетворення такого п'єзокерамічного випромінювача із одномодового в багатомодовий в процесі перетворення електричної енергії в акустичну.

Інформація про кутовий розподіл амплітуд і фаз акустичного поля в дальній зоні дозволяє визначити такі важливі з точки зору енергетичної ефективності випромінювача параметри як рівень акустичного тиску на вісі характеристики направленості випромінювача, саму характеристику направленості та коефіцієнт концентрації випромінювача.

Виходячи з наведеного, в якості досліджуваних визначимо такі параметри та характеристики циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми

екранами, як частотні і кутові залежності амплітуд і фаз акустичного поля в ближній і дальній зонах зовнішнього поля випромінювача;

Як відомо[28], звуковий тиск пов'язаний з потенціалом швидкості виразом:

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

Тоді вирази для визначення звукового тиску в зовнішньому полі випромінювача з урахуванням співвідношення (1.9) матимуть вигляд:

– на зовнішній поверхні випромінювача:

$$p(r_2, \varphi) = -i\omega \sum_n A_n H_n^{(1)}(kr_2) e^{in\varphi} \quad (3.1)$$

– в дальньому полі випромінювача:

$$p(r_g, \varphi) = -i\omega \sum_n A_n e^{in\varphi}, \quad R(\varphi) = \frac{P_g(r_g, \varphi)}{\max P_g(r_g, \varphi)} \quad (3.2)$$

Невідомі коефіцієнти A_n визначаються шляхом розв'язки методом редукції нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь (1.21) для перетворювачів з окружною поляризацією і (1.20) для перетворювачів з радіальною поляризацією.

Виходячи з поставленої мети дослідження властивостей акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами, визначимось з ними в залежності від:

- розмірів конструкції екрану та характеру її розміщення всередині п'єзокерамічної оболонки випромінювача;
- фізичних характеристик рідини, що заповнює внутрішній об'єм випромінювача;
- складу п'єзокераміки, застосованої в конструкції оболонки випромінювача, та виду її поляризації;
- розмірів діаметру і товщини п'єзокерамічної оболонки.

При дослідженнях акустичних полів екранованих випромінювачів значення параметрів і характеристик елементів їх конструкцій приймалися такими, як і при дослідженнях механічних полів.

Сучасний стан досліджень по акустичним полям циліндричних перетворювачів з внутрішніми екранами визначає невелика кількість робіт. В першу чергу до них слід

віднести роботи [18,27]. В цих роботах запропонована ідея побудови циліндричних випромінювачів з внутрішніми акустичними екранами і визначені для кількох конкретних випадків їх побудови характеристики направленості розглянутих випромінювачів. Зокрема, встановлено, що при певних хвильових розмірах елементів конструкцій випромінювачів вони забезпечують одностороннє випромінювання акустичної енергії.

Детальне вивчення акустичних властивостей циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами різного конструктивного виконання для випадку їх віссиметричного розміщення в середині п'єзокерамічної оболонки здійснено в роботах [27, 72-74]. В цих роботах встановлена можливість управління частотними характеристиками таких екранованих випромінювачів в залежності від розмірів і акустичних властивостей поверхні екрана. При цьому однорідність кутового розподілу амплітуд і фаз акустичного тиску в площині, нормальній вісі випромінювача, зберігається.

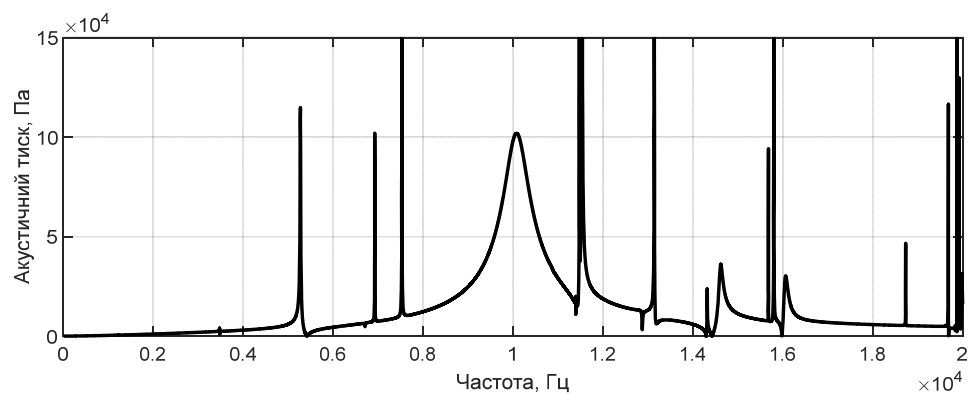
Наведений огляд виконаних досліджень свідчать про те, що їх об'єм є вкрай недостатнім для здійснення проектних робіт по створенню гідроакустичних випромінювачів з внутрішніми екранами і їх вільним розміщенням в середині конструкцій таких випромінювачів.

3.2 Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивного виконання їх внутрішніх екранів.

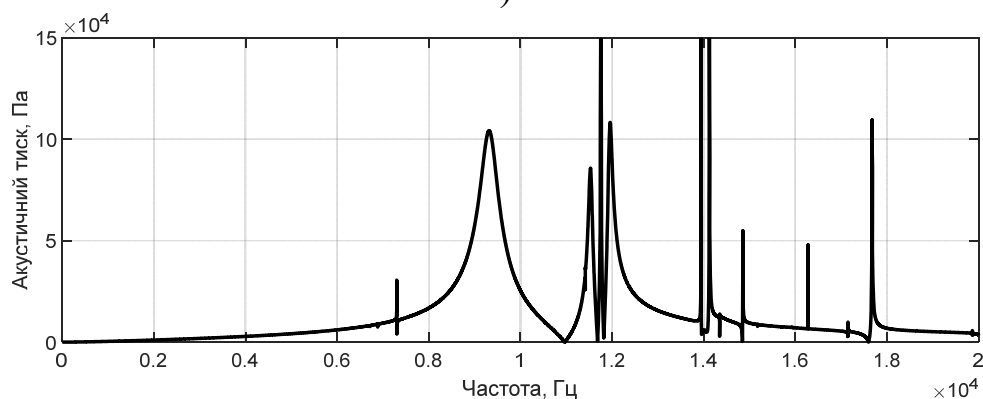
Дослідження акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами почнемо із визначення впливу на них розмірів екранів і характеру їх розміщення відносно п'єзокерамічної оболонки. Чисельні експерименти для цього виконувалися для наступних параметрів і характеристик випромінювачів: п'єзокераміка ЦТБС- 3; поляризація окружна; $r_0 = 0,068 м$; $h = 0,008 м$; $a_0 = 0,2r_0; 0,5r_0; 0,9r_0$; $l_{00} = r_2 - a_0 - 0,003 м$; $\theta = 0^\circ$; $\Psi_0 = 200 В$. Частотний діапазон охоплює значення від 0 до 20000 Гц. Розрахунки амплітуд і фаз зовнішнього акустичного поля виконувалися в точці на поверхні екранованого

випромінювача з координатами $(r_1, 0)$. Результати розрахунків представлені на рис. 3.1 і 3.2.

Аналіз частотних і фазових залежностей амплітуд акустичного тиску при зміні розмірів a_0 акустичного екрану і сталому значенні відстані (0,003м) між поверхнями п'єзокерамічної оболонки та екрану свідчить про таке. Несиметричне розміщення екрану у внутрішньому об'ємі п'єзокерамічної оболонки обумовлює появу значної кількості амплітудних сплесків (рис.3.1). Більша частина цих сплесків має амплітуду, величина якої порівняна, або перевищує (причому, значно) амплітуду тиску на власному резонансі п'єзокерамічної оболонки. Кількість таких амплітудних сплесків найбільша при максимальних значеннях $l_{00'}$ і малому значенні a_0 , тобто при максимальній втраті радіальної симетрії побудови вимірювача. Цікавим є те, що саме при малих a_0 екранований випромінювач генерує амплітудні сплески тиску в низькочастотному діапазоні. Частоти цих сплесків в $(1 \div 6)$ разів нижчі, ніж власна частота п'єзокерамічної оболонки. При цьому розміри екранованого вимірювача залишилися незмінними. Аналіз частотнофазових залежностей в цій області (рис. 3.2а) показує, що не всі з цих амплітудних сплесків є резонансними.



а)



б)

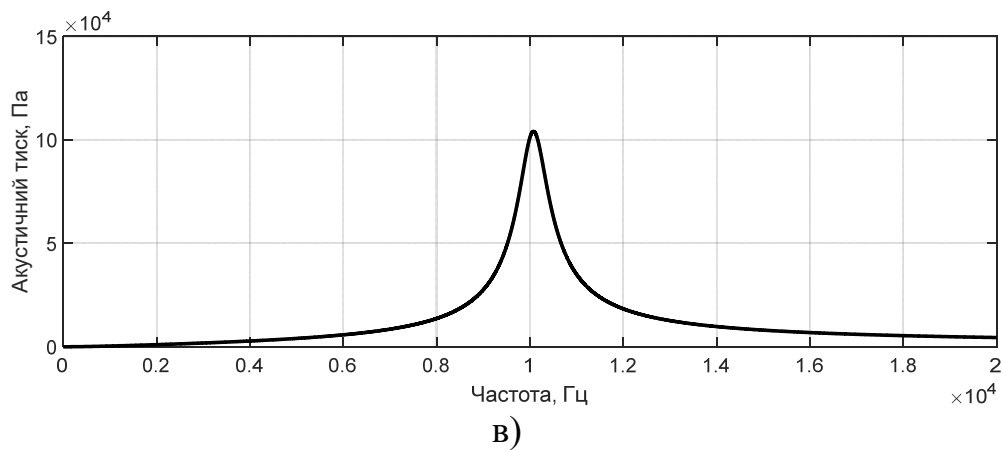


Рис. 3.1 Частотні залежності амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в).

Це важливо знати, бо саме на резонансних частотах амплітуди сплесків на кілька порядків вищі, ніж на нерезонансних частотах.

При збільшенні розмірів екрану до середніх $a_0 \approx 0,5r_0$ резонансні сплески амплітуд в низькочастотній області (рис. 3.1б і 3.2б) зникають, а їх кількість в резонансній області екранованого випромінювача збільшується. Суттєво збільшуються амплітуди і резонансні смуги частот на заново генерованих резонансах. Власна резонансна частота п'єзокерамічної оболонки випромінювача з таким внутрішнім екраном зміщується в область більш низьких (на 5-7%) частот. Майже всі частоти заново генерованих амплітудних сплесків становляться резонансними. В високочастотній області майже всі заново генеровані амплітудні сплески є резонансними.

При подальшому збільшенні розмірів екранів до значних ($a_0 \approx 0,9r_0$) в частотних залежностях амплітуд (рис.3.1в) і фаз (рис. 3.2в) акустичного тиску залишається лише один резонанс. Інші сплески амплітуд більше не генеруються. Частота резонансу екранованого випромінювача в цьому випадку співпадає з власною резонансною частотою п'єзокерамічної оболонки. Наявність рідини в зазорі між цією оболонкою і акустичним екраном ніяк себе не проявляє.

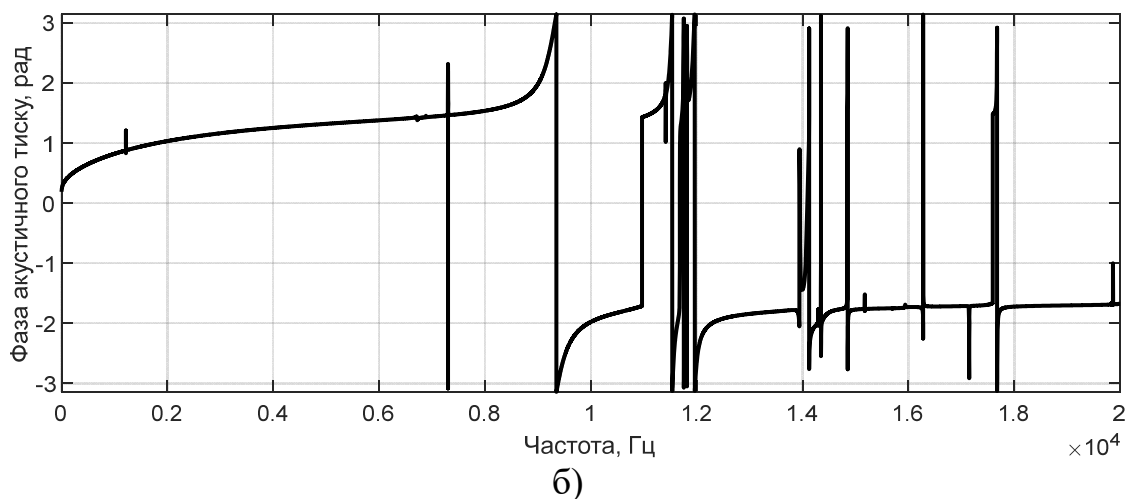
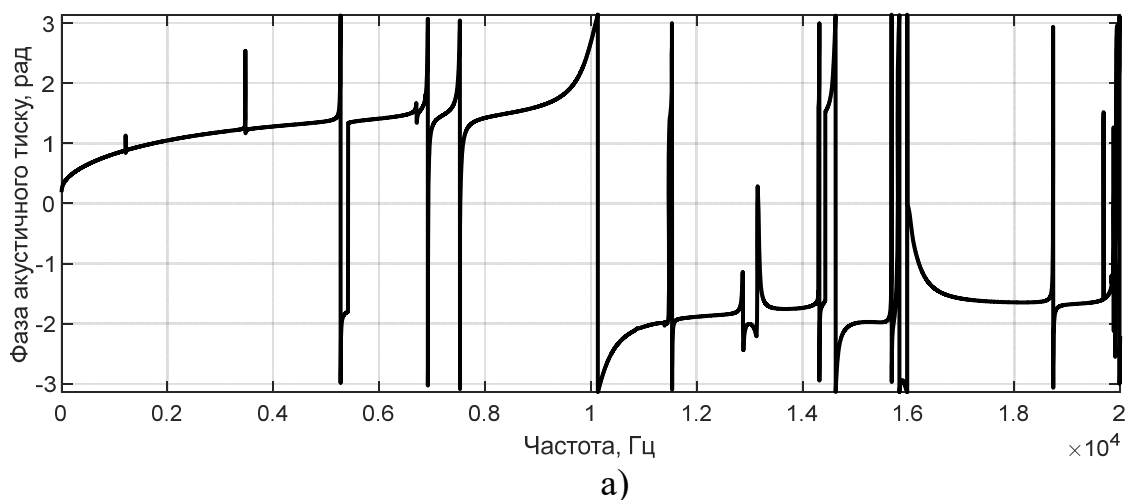
Наведені результати свідчать про те, що вибираючи відповідним чином розміри внутрішнього екрану, можливо розв'язувати при проектуванні різні практичні задачі.

Розглянемо тепер, як змінюються частотні залежності амплітуд і фаз акустичного тиску екранованого випромінювача при змінах відстані $l_{oo'}$ між поздовжиними вісями п'єзокерамічної оболонки і внутрішнього екрану і сталими розмірами екрану і оболонки. Для цього були виконані чисельні розрахунки для параметрів перетворювачів, наведених вище, із наступними змінами $a_0=0,2r_0; l_{oo'}=0; 2a_0; r_2-a_0=0,003\text{м}$. Результати розрахунків наведені на рис. 3.3 і 3.4. Аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз акустичного тиску при зміні відстані $l_{oo'}$ свідчить (рис. 3.1а, 3.2а, 3.3 і 3.4) про резонансний характер цих залежностей. В цілому при різних величинах $l_{oo'}$ розміщення внутрішнього екрану сталих розмірів, але на різних відстанях від центру п'єзокерамічної оболонки забезпечує генерацію багатьох резонансних сплесків акустичного тиску. Але діапазони частот, в яких вони розміщуються, і їх кількість в цих діапазонах визначається саме значеннями величини $l_{oo'}$.

Аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз акустичного тиску при зміні відстані $l_{oo'}$ свідчить (рис. 3.1а, 3.2а, 3.3 і 3.4) про резонансний характер цих залежностей. В цілому при різних величинах $l_{oo'}$ розміщення внутрішнього екрану сталих розмірів, але на різних відстанях від центру п'єзокерамічної оболонки забезпечує генерацію багатьох резонансних сплесків акустичного тиску. Але діапазони часто, в яких вони розміщуються, і їх кількість в цих діапазонах визначається саме значеннями величини $l_{oo'}$. Найбільша кількість резонансних сплесків амплітуд акустичного тиску і наявність їх у всіх досліджуваних частотних областях – низькочастотній, резонансній і високочастотній спостерігається при максимальних значеннях відстані $l_{oo'}$ (рис. 3.1а, 3.2а). Причому, як вже відзначалося, особливе практичне значення набуває той факт, що без збільшення габаритних розмірів випромінювачів і невеликих розмірах внутрішніх екранів саме в низькочастотній області генерується значна кількість частот резонансного випромінювання з амплітудами акустичного тиску, більшими або значно більшими порівняно з амплітудами на власній частоті

п'єзокерамічної оболонки випромінювача. Це створює можливості суттєвого підвищення ефективності випромінювачів.

Фізичними причинами створення таких можливостей є, по-перше, значне порушення радіальної симетрії побудови екранного випромінювача і, по-друге, поява у внутрішньому просторі п'єзокерамічної оболонки стоячих хвиль, обумовлених наявністю в ньому акустичного екрану. Переміщення акустичного екрану ближче до центру п'єзокерамічної оболонки (рис.3.3а і 3.4 а) суттєво змінює описану вище картину. В низькочастотній області кількість заново генерованих резонансних сплесків амплітуд акустичного тиску значно зменшується зменшуються і їх амплітуди. В той же час в резонансній області екранного випромінювача зростають як кількість заново генерованих резонансних викидів, так і їх амплітуди.



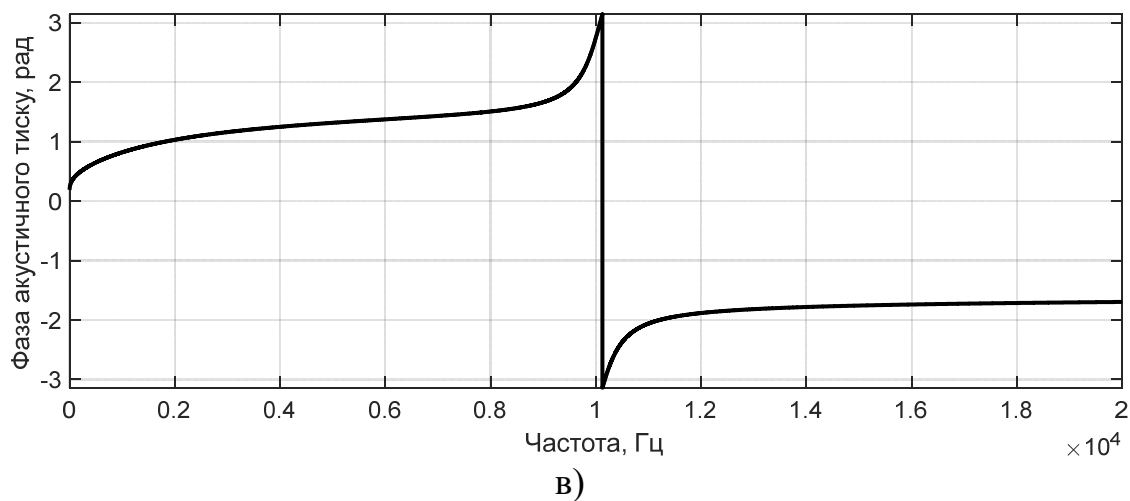


Рис. 3.2 Частотні залежності фази акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в).

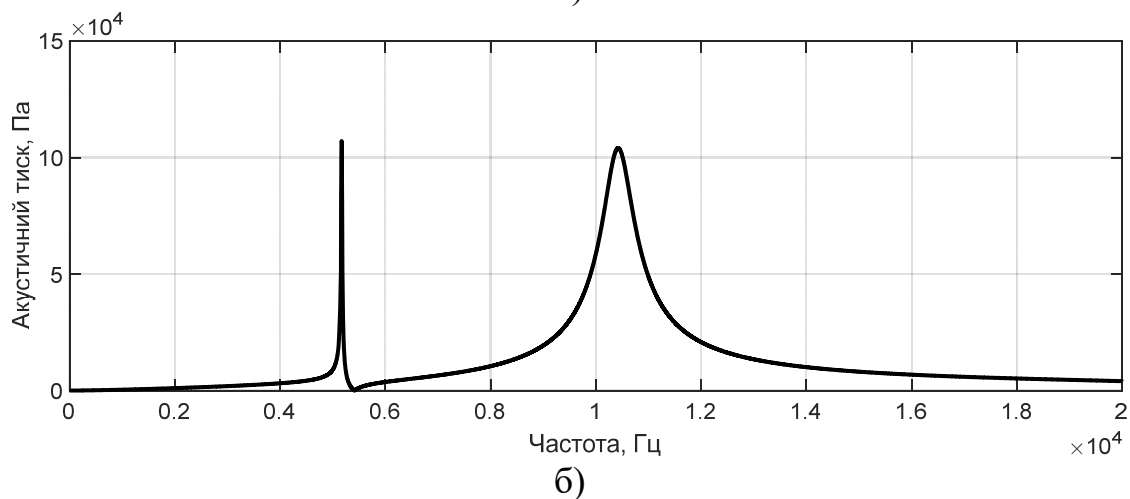
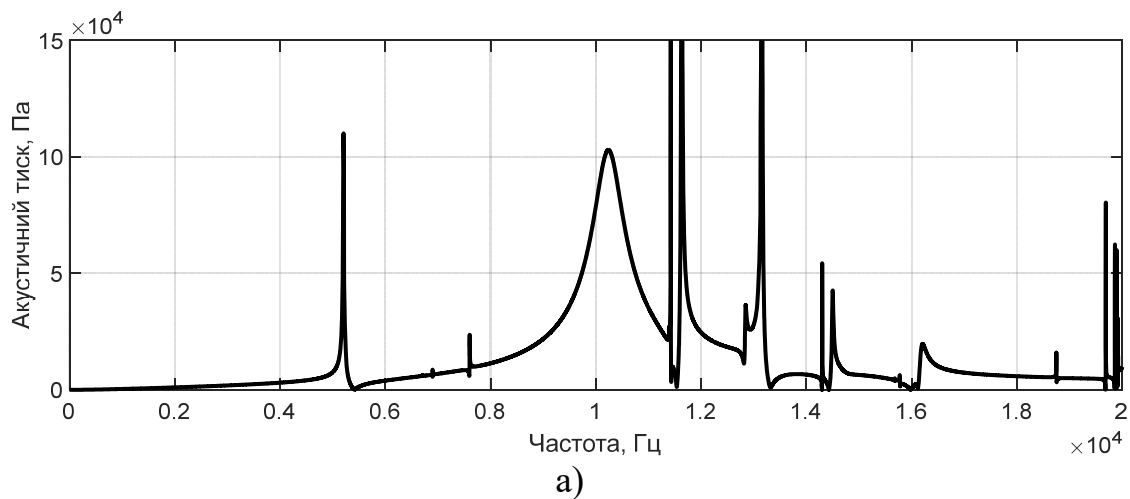
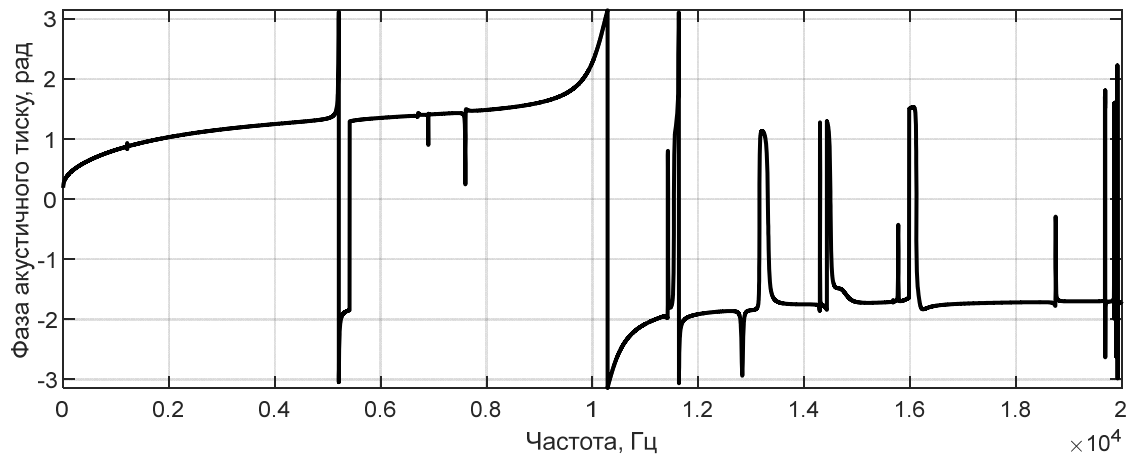


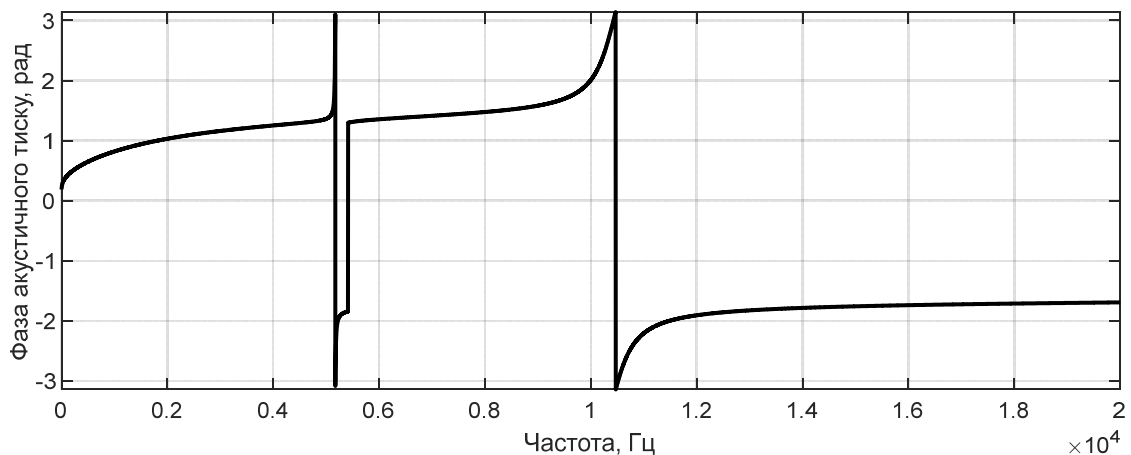
Рис.3.3 Частотны залежності амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $l_{oor} = 2a_0$ (а); 0 (б).

Розміщення акустичного екрану в центрі п'єзокерамічної оболонки випромінювача (рис.3.3 б і 3.4 б) знову значно змінює частотні залежності

акустичного тиску випромінювача. Всі заново генеровані резонансні викиди акустичного тиску випромінювача зникають. Це обумовлено тим, що у такого екранованого циліндричного випромінювача знову відновлюється радіальна симетрія його побудови і фізичних причин появи в його механічному полі мод, наступних за нульовою модою, немає.



а)



б)

Рис. 3.4 Частотні залежності фази акустичного тиску на поверхні екранного випромінювача при $l_{oo'} = 2a_0(a); 0(b)$.

Звідси і витікає відсутність у власному акустичному спектрі такого екранованого випромінювача нових резонансних частот.

В той же час в низькочастотній області акустичного поля залишається одна заново генерована резонансна частота. Цей власний резонанс екранованого випромінювача обумовлений іншими фізичними причинами. Вони полягають у

появі на цій частоті у внутрішньому просторі заповненою рідиною п'єзокерамічної оболонки стоячої хвилі. Її появи пов'язана з тим, що хвильова ширина зазору l/λ між внутрішньою поверхнею оболонки і зовнішньою поверхнею внутрішнього екрану знаходиться в області 0,25. Ця стояча хвиля обумовлена взаємодією прямої хвилі, яка випромінюється оболонкою, і хвилі, відбитої від акустичного екрану. В цих умовах на внутрішній поверхні оболонки створюється різке збільшення акустичного тиску.

Виходячи з наведеного, звернемо увагу на два таких факта. Перший з них полягає в тому, що стояча хвиля утворюється нульовою модою коливань. А оскільки перетворення енергії електричного поля в енергію механічного, а потім акустичного полів здійснюється лише на нульовій моді коливань, то її зміна повинна знайти своє відображення і в електричному полі збудження екранованого випромінювача.

Другий факт полягає в тому, що при всіх значеннях $l_{00'}$ частота нульової моди залишається незмінною. Тому при різних значеннях величини $l_{00'}$ завжди знайдуться такі відстані між оболонкою і екраном, які будуть знаходитися в області $0,25\lambda$, а при зміні частоти, а відтак і значень λ , наведеній умові можуть відповідати і інші відстані між поверхнями оболонки і екрану. Про це свідчать частотні залежності рис. 3.1а, 3.2 а, 3.3 а, б і 3.4 а, б.

При дослідженні механічних полів випромінювачів з внутрішніми екранними були встановлені цікаві їх особливості. Вони полягають в тому, що в формуванні цих полів приймають активну участь два фізичні фактори, обумовлені багатократним обміном звуковими хвилями між п'єзокерамічною оболонкою і акустичним екраном у внутрішньому об'ємі випромінювача. Перший з них пов'язаний з кінчними розмірами цього об'єму, завдяки чому при поширенні в ньому нульової моди, тільки яку й випромінює п'єзокерамічна оболонка при вибраній в роботі схемі її електричного збудження, в ньому утворюються акустичні поля стоячих хвиль на певних частотах, які визначаються як власні частоти цього об'єму.

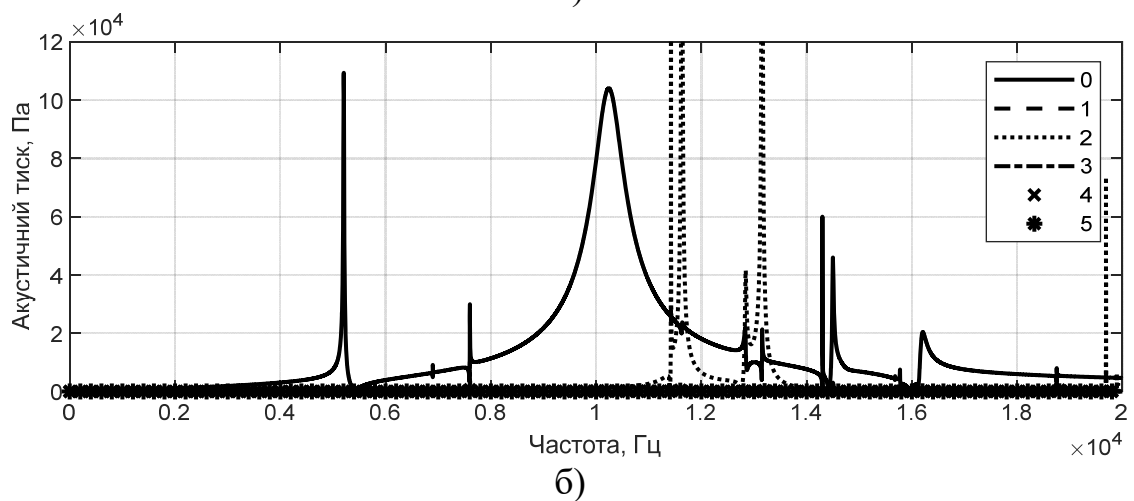
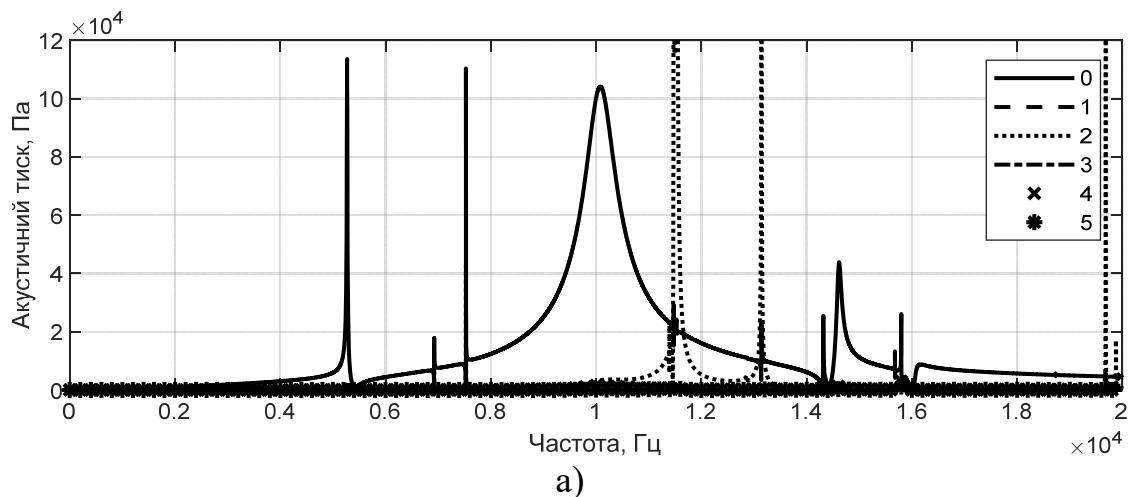
Другий з цих фізичних факторів пов'язаний з тим, що асиметричне розміщення в п'єзокерамічній оболонці внутрішнього екрану порушує радіальну симетрію механічної коливальної системи випромінювача. При збереженні радіальної симетрії електричного збудження п'єзокерамічної оболонки випромінювача ця асиметрія його механічної коливальної системи обумовлює генерацію в ньому нових наступних за нульовою мод коливань. Вони мають різну енергетичну ефективність, обумовлену перерозподілом енергії нульової моди між всіма модами коливальної системи екранованого випромінювача. При цьому кожна мода має свою резонансну частоту.

Оскільки кожна із описаних мод механічних коливань формує в оточуючих середовищах власні складові акустичних полів, то повні акустичні поля екранованого випромінювача являють собою суперпозицію всіх цих складових. Про це свідчать наведені вище частотні залежності амплітуд та фаз акустичних полів на зовнішній поверхні випромінювача.

Представляється доцільним визначити те, як якісно і кількісно впливають на формування акустичних полів екранованих випромінювачів наведені вище фізичні фактори. Це важливо знати, виходячи з двох причин. Першою з них є знання енергетичної ефективності кожної із модових складових акустичного поля в різних частотних областях. Друга причина пов'язана із визначенням кутових розподілів акустичних полів, створюваних екранованим випромінювачем на резонансних частотах, обумовлених різними фізичними факторами. Аналіз результатів розрахунків, наведених на рис. 3.5, свідчить про наступне. В формуванні акустичних полів екранованих випромінювачів основний енергетичний вклад вносить нульова мода їх механічних коливань. Вона забезпечує енергією акустичні поля не тільки на власній частоті п'єзокерамічної оболонки випромінювача, а і на всіх власних частотах цієї моди у внутрішньому об'ємі випромінювача, пов'язаних із виникненням стоячих хвиль. Зокрема, саме вона обумовлює появу ефективного акустичного поля, хоча і у вузьких резонансних смугах, в низькочастотній області на частотах в $(1,3 \div 2)$ рази менших від власної частоти f_0 оболонки в вакуумі. Вона ж забезпечує «перекачування» акустичної енергії і в резонансні викиди акустичного

поля на власних частотах заново генерованих мод коливань (рис.3.5 а, б). При цьому форми резонансних викидів повного поля повторюють форми відповідних акустичних полів модових складових механічного поля.

Практично важливим є знання кутового розподілу акустичного поля екранованого випромінювача на його резонансних частотах. Це обумовлено тим, що воно є суперпозицією складових акустичного поля зі своїми амплітудами та фазами на відповідних частотах. Зокрема, на самій низькій резонансній частоті екранованого випромінювача (рис.3.1 а) акустичне поле формується лише нульовою модою коливань його механічного поля (рис. 3.5 а), а, відтак, повинно мати ненаправлений характер. Такий же характер кутового розподілу акустичне поле випромінювача повинно мати на всіх частотах, де основним є вклад його складової, обумовленої нульовою модою коливань його п'єзокерамічної оболонки.



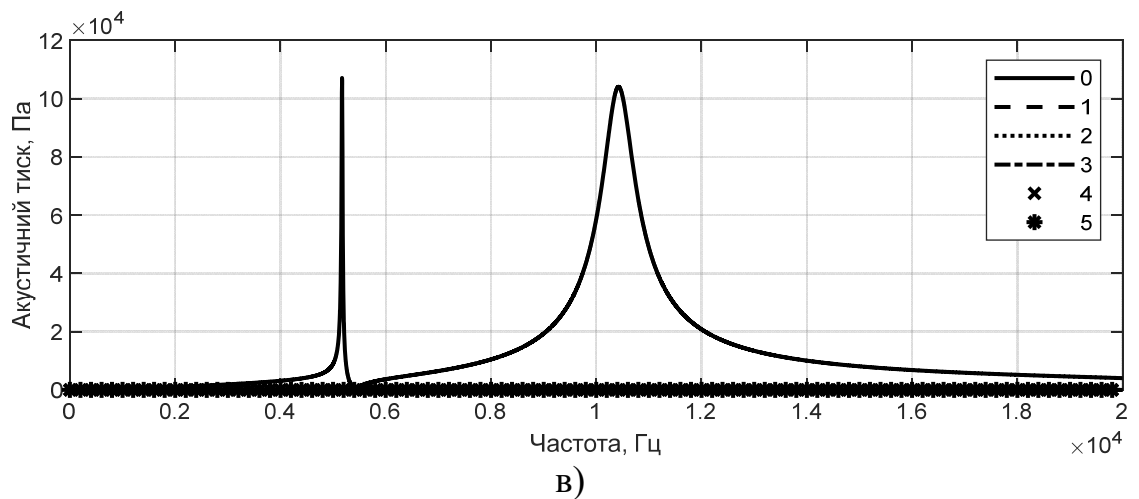


Рис. 3.5 Частотні залежності амплітуд модових складових акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0.2r_0$, $l_{oo'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{м}$; (а); $2a_0$ (б); $0(в)$.

інший характер цей кутовий розподіл акустичного поля повинен мати на резонансних частотах, обумовлених появою інших мод коливань. Дослідимо ситуацію.

Дійсно, при наявності лише нульової моди коливань кутовий розподіл акустичного поля є близьким до симетричного. Появи на частотах, що розглядаються, нових складових акустичного поля, обумовлених стоячими хвилями нульової моди та порушеннями радіальної симетрії акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача, обумовлює порушення однорідності кутового розподілу акустичного поля. Степінь цього порушення залежить від співвідношення амплітуд та фаз складових акустичних полів, відповідаючи названими вище модам коливань. При цьому кутовий розподіл акустичних полів як в ближніх, так і в дальній зонах екранованого випромінювача характеризується великим розмаїттям. Продemonструємо це на конкретних прикладах на ряду заново генерованих резонансів акустичного поля екранованого вимірювача.

Аналіз кривих рис. 3.6 – 3.8 дозволяє встановити, яким чином впливають складові акустичного поля, що відповідають кільком модам коливань, на різних частотах, на кутовий розподіл амплітуд в ближньому полі і амплітуд в дальньому полі при

визначеному значенні розміру внутрішнього екрану і малій відстані між ним і оболонкою.

Аналіз цих кривих, що демонструють поведінку акустичного поля на поверхні (а) і в дальній зоні (б) екранного випромінювача з $r_0 = 0,068\text{ м}$; $h = 0,008\text{ м}$, $a_0 = 0,2r_0$, $l_{00'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{ м}$ і $\theta = 0^\circ$ показує наступне.

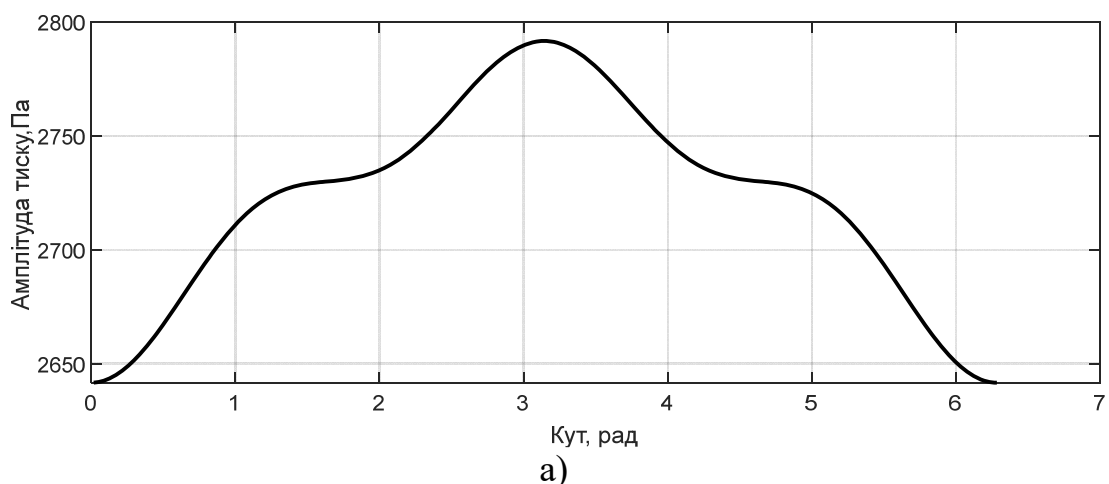
В низькочастотній облсті (рис.3.6), де в механічному полі основний вклад в формування акустичного поля вносить нульова мода коливань п'єзокерамічної оболонки (рис.2а) і присутні додаткові моди з малими амплітудами, обумовлені асиметрією коливальної системи випромінювача, акустичне поле (рис.3.6 а,б) має малу нерівномірність кутового розподілу амплітуд в ближній і дальній зонах. При збільшенні співвідношення між амплітудами названих мод кутова неоднорідність акустичного поля значно зростає (рис.3.6 в,г) і на поверхні випромінювача (рис.3.6 в), і в його дальній зоні (рис. 3.6 г). При цьому характеристика направленості випромінювача з екраном стає двонаправленою в напрямі вісі ОХ і випромінювач втрачає свою кутову однорідність без змін своїх розмірів.

В резонансній області (рис.3.7) на власній $f_0 = 10000\text{ Гц}$ частоті п'єзокерамічної оболонки в вакуумі, де крім нульової моди присутня і друга мода коливань із співвідношенням амплітуд коливальних швидкостей 0,07 до 0,002 (рис.2.2а) нерівномірність кутового розподілу амплітуд на поверхні екранованого випромінювача становить (рис. 3.7а) близько 1%, а в дальній зоні (рис. 3.7б) близько 0,005%. В той же час на частоті $f = 13140\text{ Гц}$ (рис.3.7), де присутні нульова і перша моди коливань і коливальна швидкість останньої (рис. 2.2) перевищує коливальну швидкість нульової моди більш ніж на порядок, неоднорідність розподілу амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача досягає (рис.3.7в) більш ніж 30%. В дальній зоні випромінювач з внутрішнім екраном втрачає не тільки ненаправлені властивості і стає направленим, але ця направленість набуває ще і одностороннього характеру (рис.3.7 г). При цьому тильний рівень характеристики направленості розміщується зі сторони внутрішнього екрану.

В високочастотній області (рис.3.8) встановлені вище особливості кутового розподілу амплітуд акустичного тиску зберігаються. На частоті $f = 15800$ Гц, де присутні нульова, перша і третя моди коливань з різним співвідношенням амплітуд їх коливальних швидкостей, нерівномірність кутового розподілу амплітуд акустичного поля (рис.3.8 а) становить 100%. В дальній зоні (рис.3.8б) його характеристика направленості стає багатопелюстковою, тобто набуває направлені властивості з провалами майже до нуля в певних просторових напрямках. На інших резонансних частотах, зокрема, на частоті $f = 19680$ Гц (рис.3.8) друга мода суттєво превалює над нульовою модою, значна нерівномірність кутового розподілу акустичного тиску на поверхні випромінювача з внутрішнім екраном зберігається (рис.3.8в). В дальньому полі такий випромінювач на цій частоті теж набуває направлені властивості (рис.3.8г) з низьким рівнем характеристики направленості зі сторони екрану.

Загалом наведені результати досліджень по кутовому розподілу акустичного поля випромінювача з внутрішнім екраном свідчать про наступне.

Як було встановлено, введення до складу циліндричної п'єзокерамічної оболонки внутрішнього акустичного екрану і пружного середовища між ними, обумовлює багаторезонансність утвореного таким чином екранованого випромінювача. При цьому одна частина цих резонансів обумовлена власними резонансами внутрішнього кінцевого об'єму випромінювача, а друга появою в спектрі механічного поля мод коливань, наступних за нульовою.



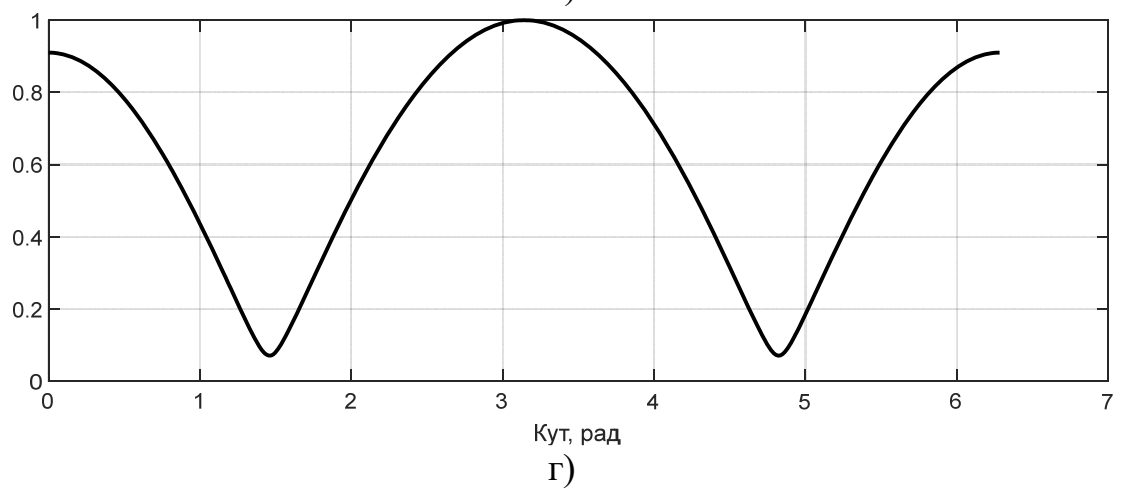
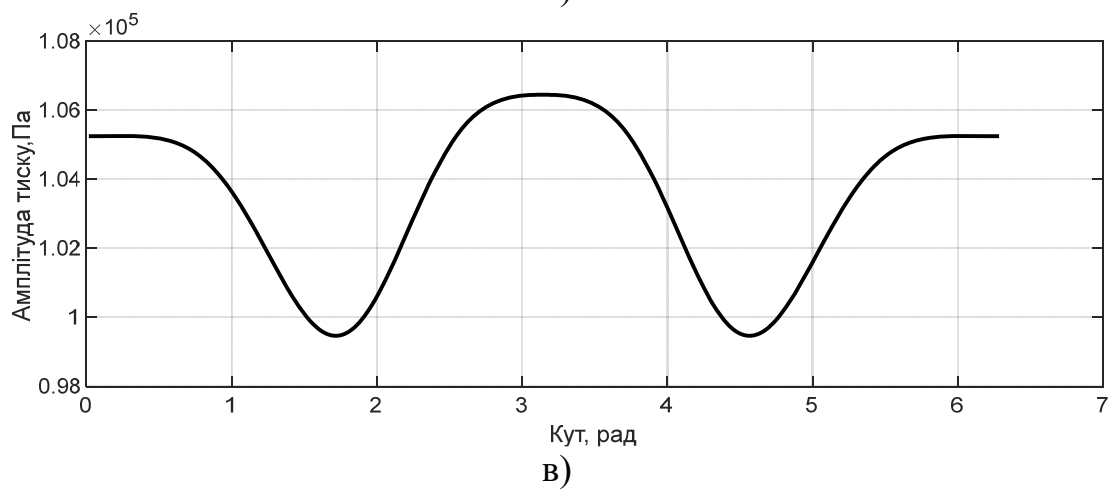
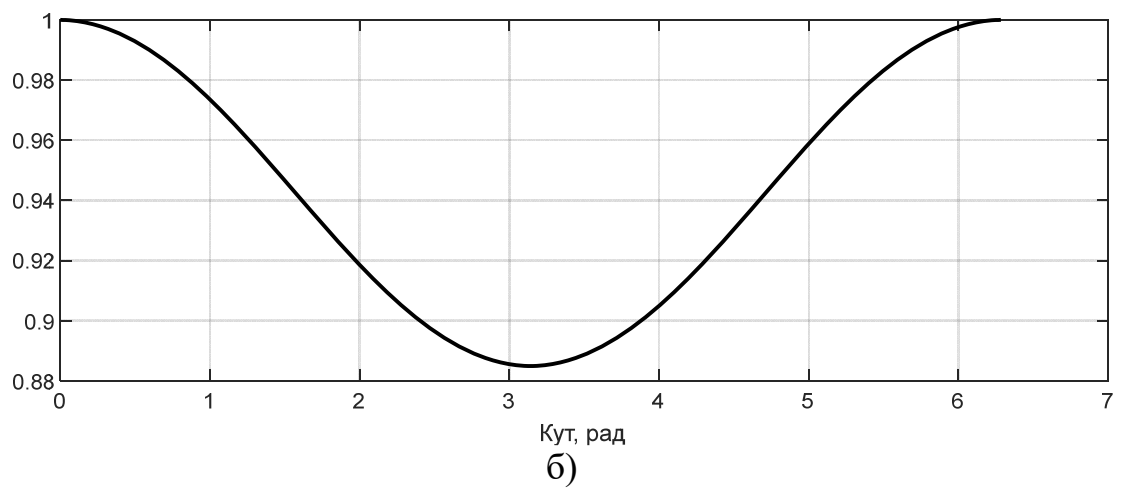
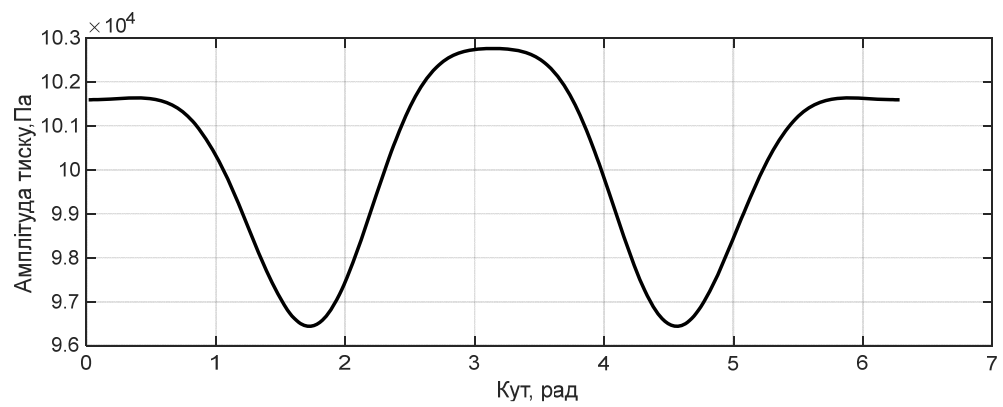
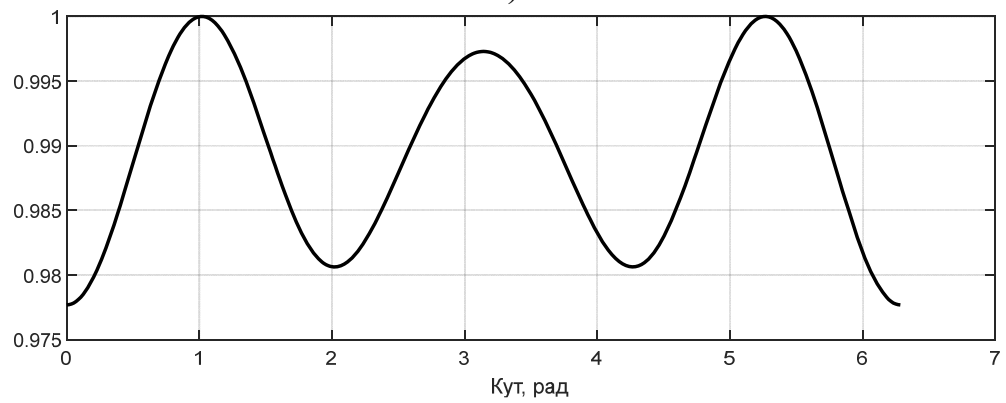


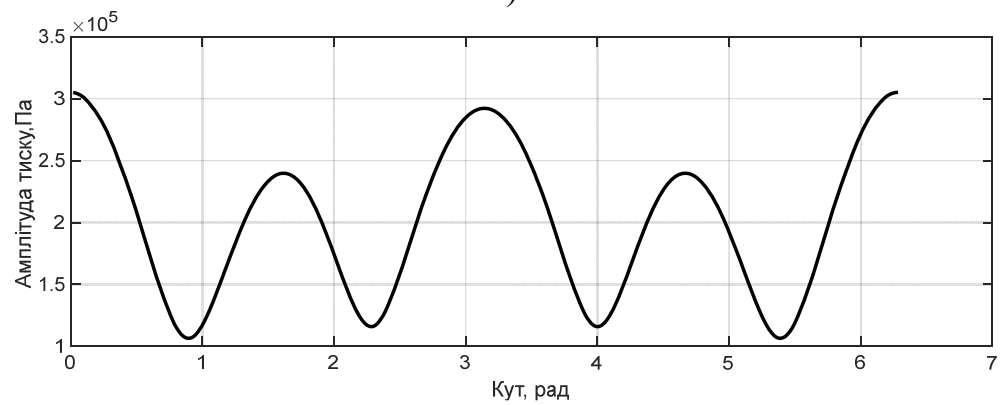
Рис.3.6 Кутові залежності амплітуд акустичного поля на поверхні (а,в) екранованого випромінювача і в дальній зоні (б,г) на частотах 3800Гц (а,б) і 6925 Гц (в,г).



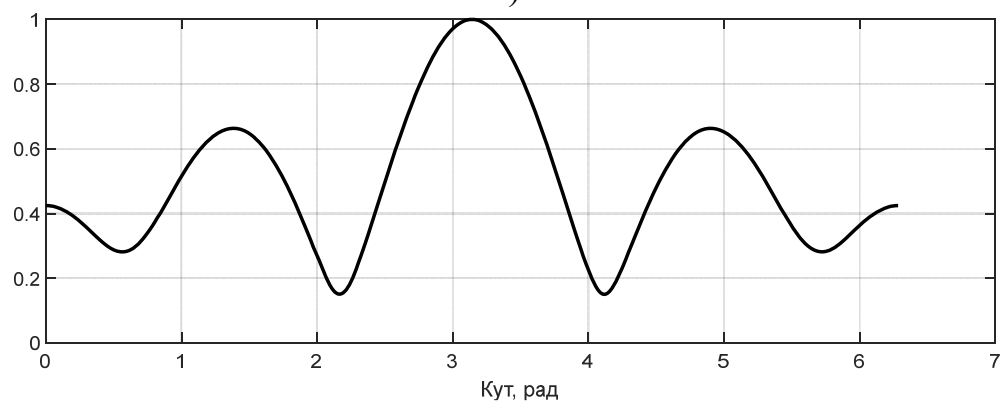
а)



б)

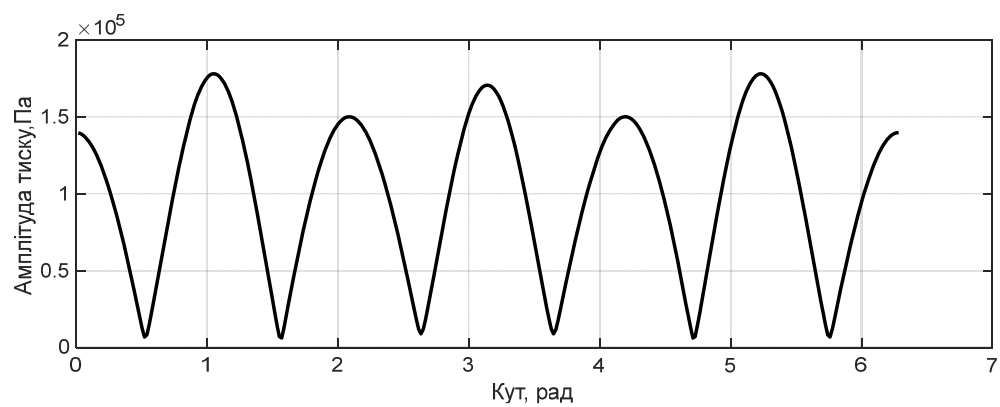


в)

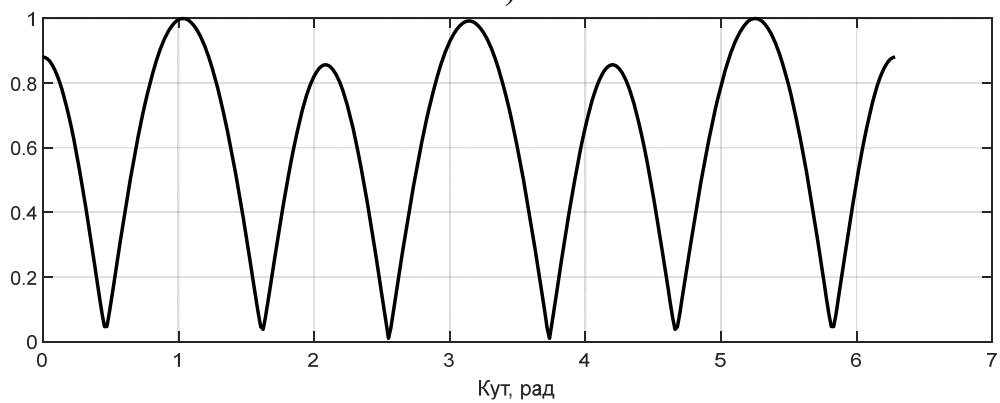


г)

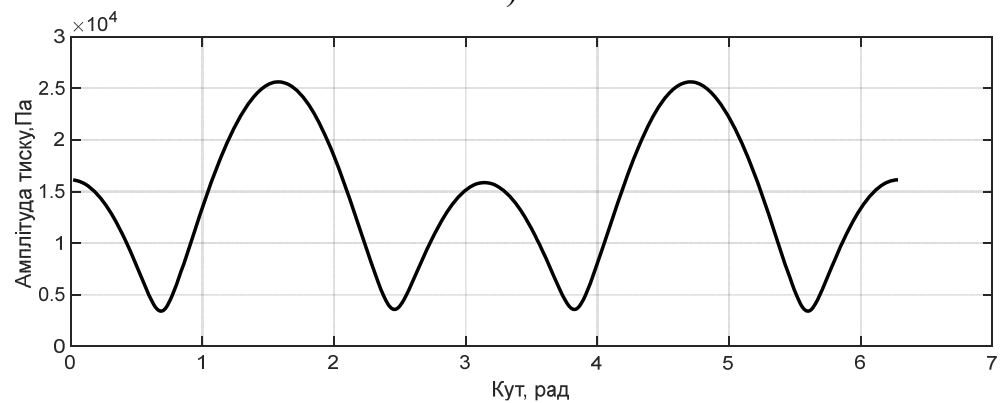
Рис.3.7 Кутові залежності амплітуд акустичного поля на поверхні (а,в) екранованого випромінювача і в дальній зоні (б,г) на частотах 10000 Гц (а,в);13140 Гц (в,г).



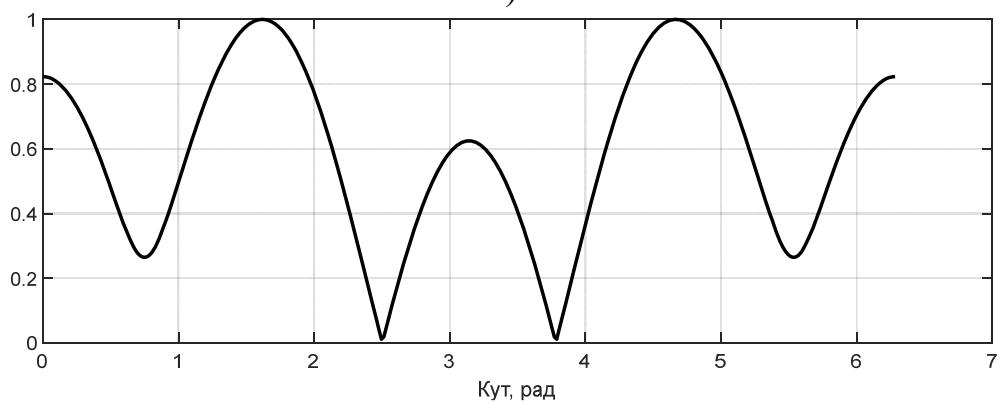
а)



б)



в)



г)

Рис.3.8 Кутові залежності амплітуд акустичного поля на поверхні (а,в) екранованого випромінювача і в дальній зоні (б,г) на частотах 15800 Гц (а,в); 19680 Гц (в,г).

Оскільки нульова мода циліндричного випромінювача характеризується створенням однорідності кутового розподілу акустичного тиску, а власні частоти внутрішнього об'єму випромінювача є частотами стоячих хвиль, створюваних саме нульовою модою при певних співвідношеннях між розмірами зазорів між оболонкою і екраном з однією сторони і довжиною хвилі нульової моди з другої сторони, то на цих резонансних частотах екранований випромінювач зберігає цю однорідність кутового розподілу тиску.

Резонансні частоти, обумовлені появою мод, наступних за нульовою, мають свої кутові розподіли амплітуд і фаз акустичного тиску. Тому суперпозиція акустичних полів, створюваних ними і нульовою модою, не обов'язково пов'язана із формуванням однорідного акустичного поля екранованого випромінювача. Все залежить від співвідношення амплітуд і фаз полів, що складаються. Саме це і демонструють наведені результати досліджень.

3.3 Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки

Як вже відмічалось, в конструкції будь-якого гідроакустичного випромінювача склад застосованої п'єзокераміки грає принципово важливу роль.

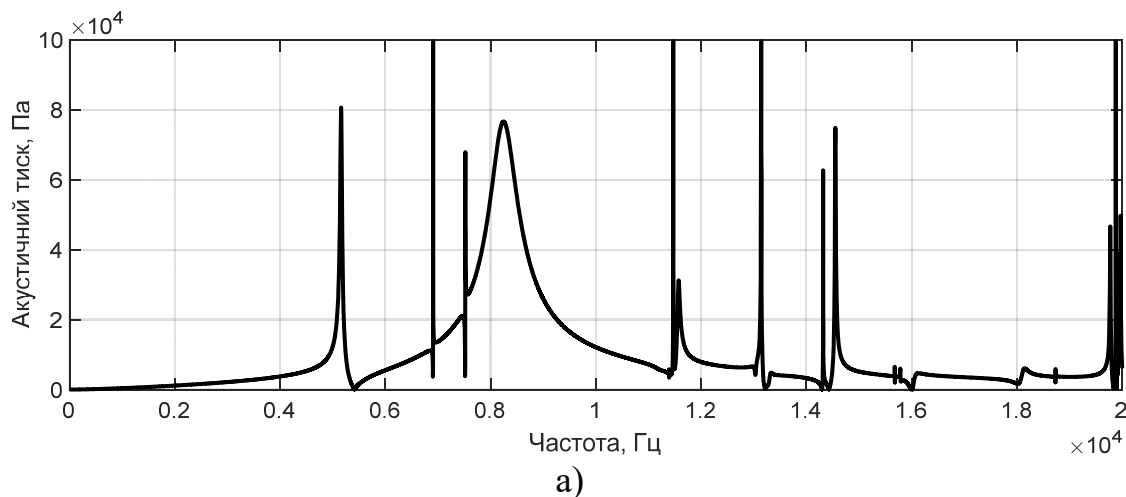
При виконанні випромінювачем функції перетворення енергії склад п'єзокераміки визначає ефективність цього перетворення. А оскільки електрофізичні параметри п'єзокераміки визначають і хвильові розміри випромінювачів, то природно, що склад п'єзокераміки суттєво впливає і на процеси формування акустичних полів випромінювача. Виходячи з наведеного, визначимо вплив складів п'єзокераміки на властивості акустичних полів екранованих випромінювачів. Для цього виконаємо чисельні експерименти для складів двох систем п'єзокераміки – системи ЦТС (ЦТС-19) і системи ТБК (ТБК-3). Для забезпечення можливості співставлення результатів розрахунків з раніше отриманими для складу ЦТБС-3 всі розрахунки, за виключенням складів п'єзокераміки, виконувалися для однакових параметрів. Аналіз чисельних результатів, викладених на рис. 3.1, 3.2, 3.9-3.12, дозволяє встановити впливи

складів на закономірності формування акустичних полів екранованих випромінювачів при зміні розмірів їх акустичних екранів.

При малих розмірах екранів ($a_0 \sim 0,2r_0$) точки зору ефективності перетворення електричної енергії в акустичну екрановані випромінювачі із складами п'єзокераміки системи ЦТС відзначаються двома особливостями. По-перше, амплітуди акустичних тисків їх полів мають більші значення. І, по-друге, частотний діапазон цих амплітуд заходить далеко в низькочастотну область, майже на 1, 5 октави, нижче ніж для випромінювачів із п'єзокераміки системи ТБК. При цьому ефективність перетворення енергії різними складами однієї і тієї ж системи п'єзокераміки теж суттєво відрізняється між собою. Так, власна частота п'єзокерамічної оболонки із п'єзокераміки ЦТС-19 (рис.3.9а) при близьких значеннях амплітуд акустичного тиску майже на 20% нижча за таку для оболонки із п'єзокераміка ЦТБС-3 (рис.3.1а).

Для таких же розмірів екранів і п'єзокерамічних оболонок екрановані випромінювачі із п'єзокераміки системи ТБК формують в низькочастотній області дуже малі акустичні поля (рис. 3.10 а), що є характеристикою їх надто низької ефективності перетворення енергії в цій частотній області.

Перехід при тих же малих розмірах екранів і однакових розмірах оболонок в резонансну і високочастотну області значно покращує ефективність перетворення електричної енергії в акустичну випромінювачами із п'єзокерамікою системи ТБК (рис.3.10а). В цих частотних областях ефективності перетворення енергії випромінювачів з різними системами п'єзокераміки майже зрівнюються між собою.



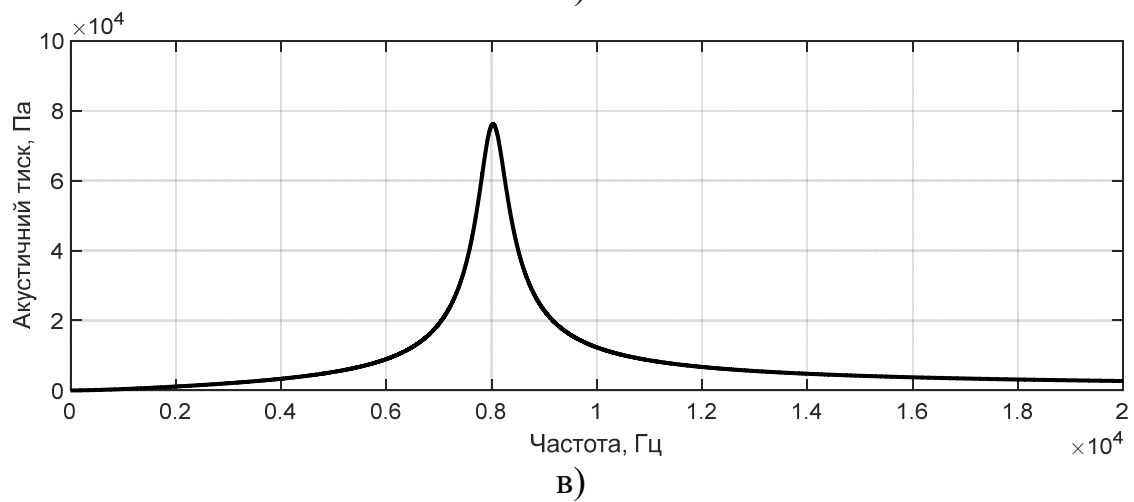
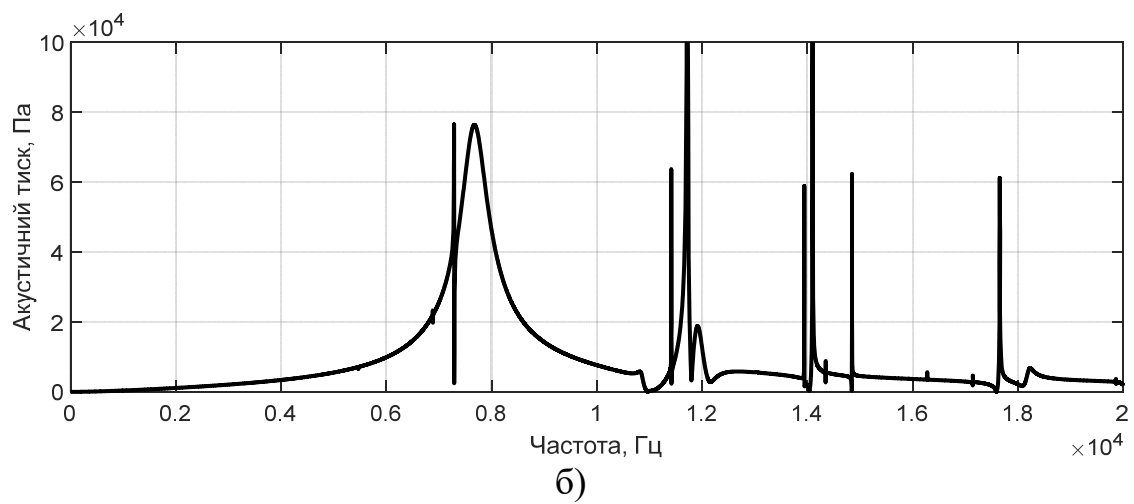
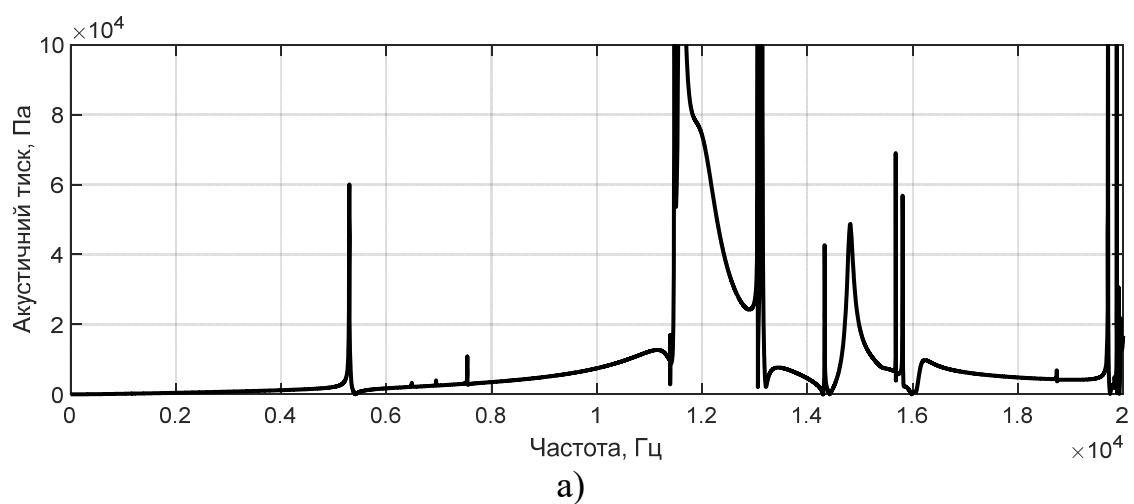
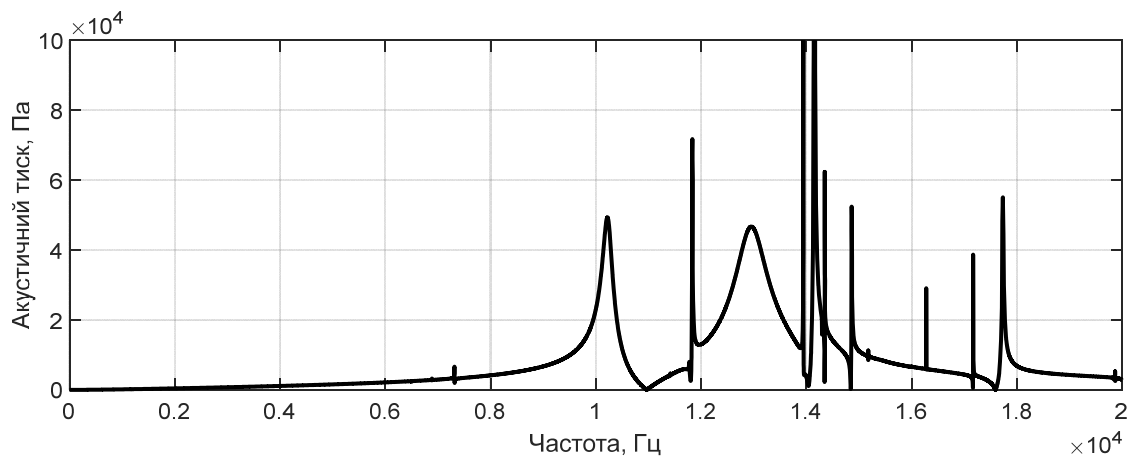
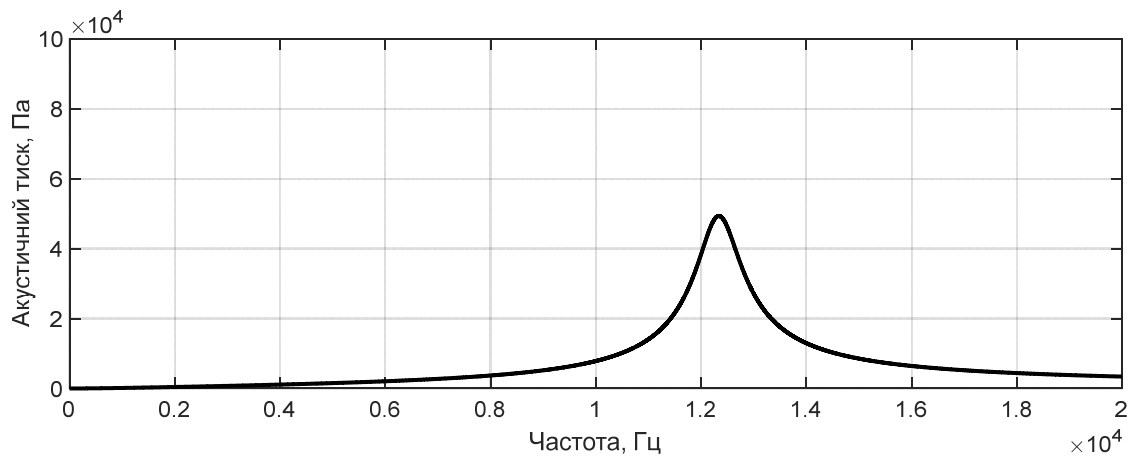


Рис.3.9 Частотні залежності амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б), $0,9r_0$ (в) і п'єзокераміці ЦТС-19.





б)



в)

Рис.3.10 Частотні залежності амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б), $0,9r_0$ (в) і п'єзокераміці ТБК-3.

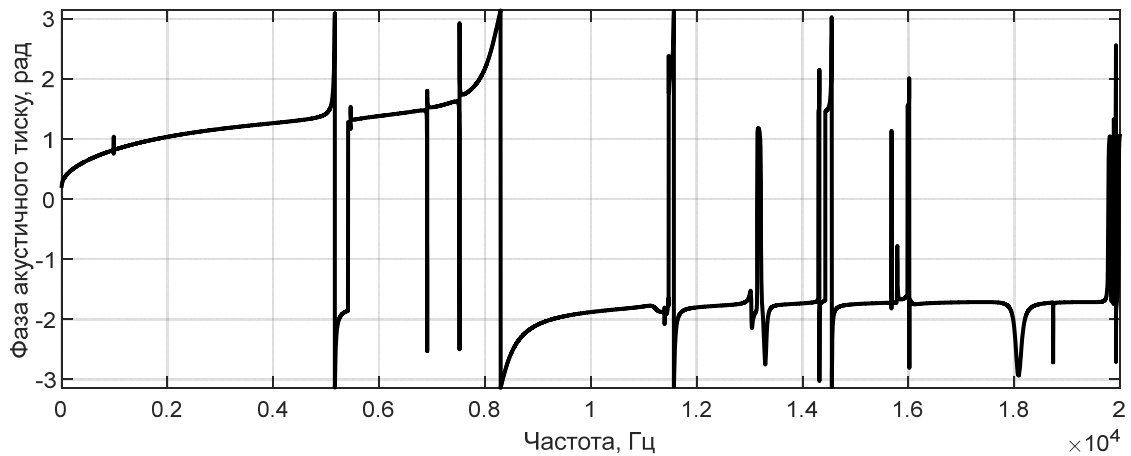
Зміна розмірів екранів до середніх ($a_0 \sim 0,5r_0$) зберігає встановлені вище закономірності перетворення енергії випромінювачами з п'єзокерамікою різних систем. При цьому ефективність перетворення енергії випромінювачами із п'єзокераміки системи ТБК починає демонструвати тенденцію свого збільшення (рис. 3.11б).

Остаточне значення нижчої (майже в 2 рази) ефективності перетворення електричної енергії в акустичну екранованими випромінювачами із складом п'єзокераміки системи ТБК демонструють частотні залежності амплітуд акустичного тиску при великих ($a_0 \sim 0,9r_0$) розмірах внутрішніх екранів (рис.3.10в, 3.9 в, 3.1в). Як вже відзначалося, при цих розмірах екранів зазор між оболонкою і

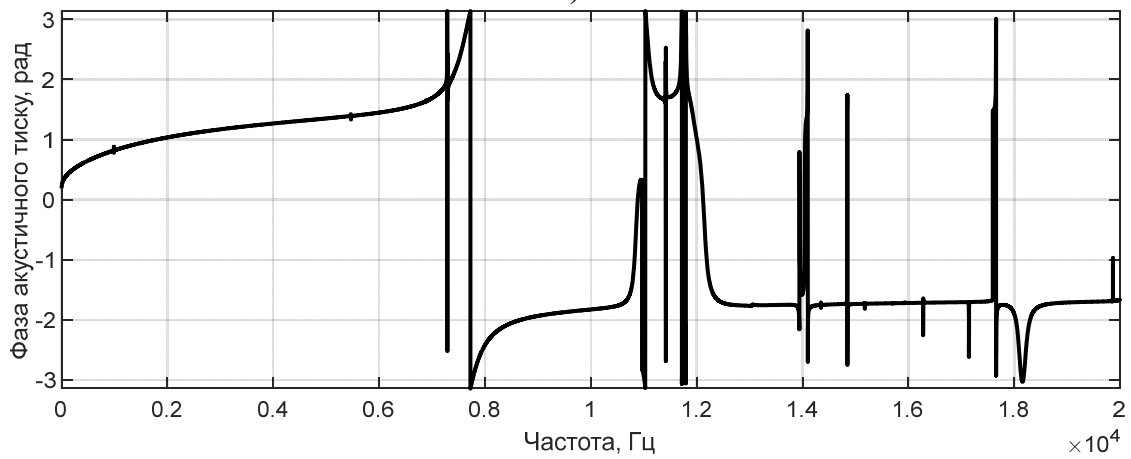
екраном має малі хвильові розміри $\left(\frac{a_0}{r_0} \sim 0,1\right)$ і майже не впливає на частотні властивості п'єзокерамічної оболонки.

Дослідимо тепер вплив змін складів п'єзокераміки на функцію формування екранованим випромінювачем акустичного поля при зміні розмірів екрану.

Як показує аналіз графіків (рис 3.1, 3.9, 3.10) цей вплив дуже значний при малих $(a_0 \sim 0,2r_0)$ і середніх $(a_0 \sim 0,5r_0)$ розмірах екранів і практично зникає при їх великих $(a_0 \sim 0,9r_0)$ розмірах. Загалом він проявляється в появі значних змін в спектральних властивостях екранованих випромінювачів. Про це свідчать графіки рис. 3.2, 3.11 і 3.12, на яких фазові характеристики акустичного тиску перетинають вісь частот.



а)



б)

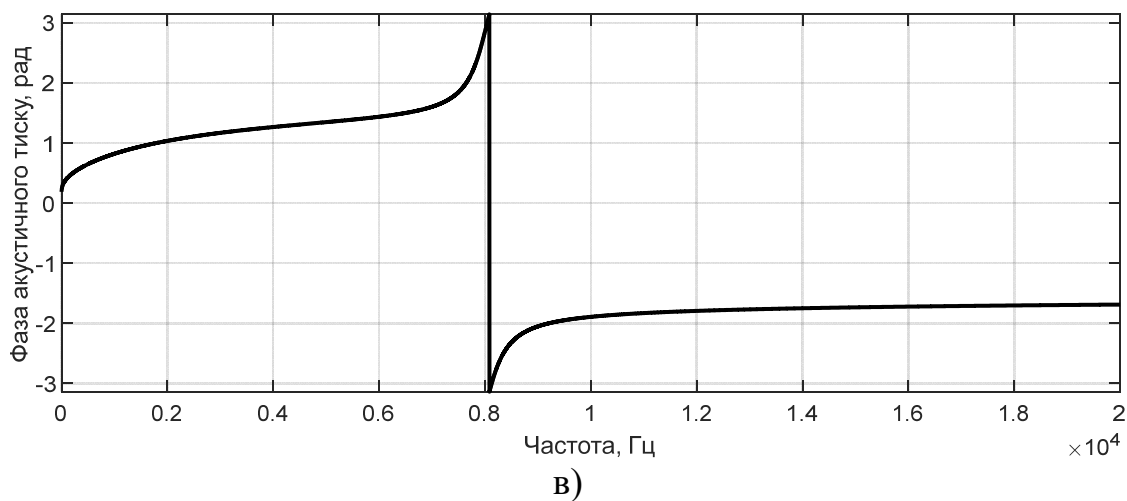
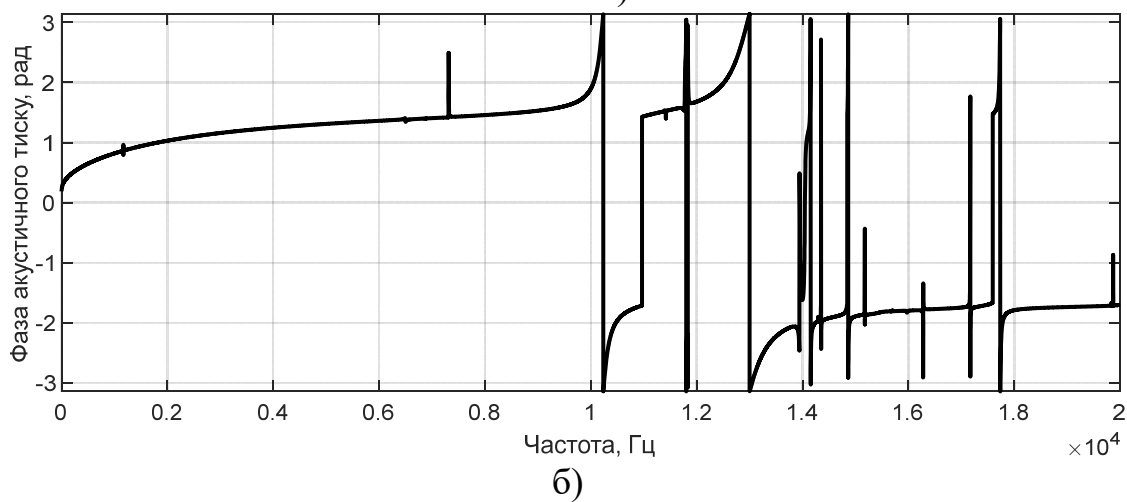
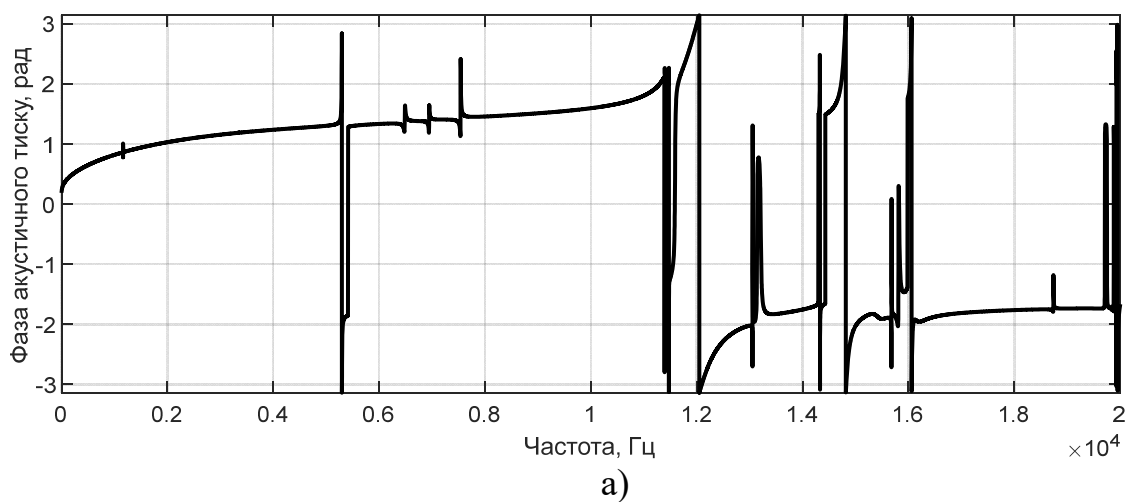


Рис. 3.11 Частотні залежності фаз акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б), $0,9r_0$ (в) і п'єзокераміці ЦТС-19.



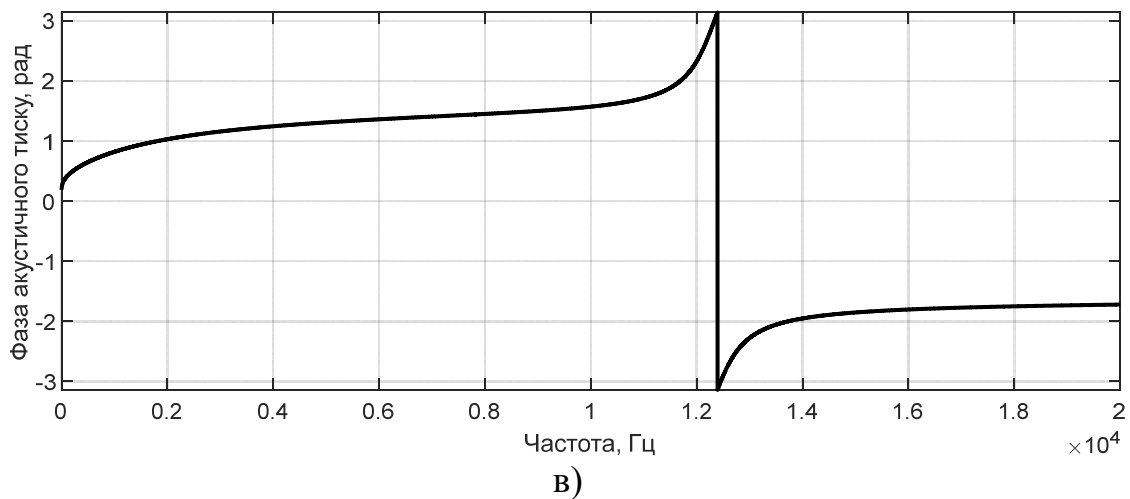


Рис.3.12 Частотні залежності фаз акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б), $0,9r_0$ (в) і п'єзокераміці ТБК-3.

Оскільки частоти, на яких фазова характеристика перетинає вісь абсцис, є власними частотами системи «оболонка-оточуючі середовища-м'який екран», можливо зробити висновок, що акустична взаємодія п'єзокерамічної оболонки та внутрішнього екрану обумовлює розширення і збагачення спектру власних частот екранованого випромінювача. При цьому степінь цього розширення і збагачення спектру в значній мірі визначається тим, до якої системи п'єзокераміки відноситься склад, застосований в випромінювачі.

Загалом при всіх системах п'єзокераміки кількість заново генерованих власних частот екранованого випромінювача близька. Суттєво відрізняється лише їх розподіл по частотним областям, який залежить крім системи п'єзокераміки ще й від розмірів внутрішнього екрану. Для складів системи ЦТС (рис. 3.2а, 3.9а) при малих розмірах екранів ($a_0 \sim 0,2r_0$) розширення цього спектру йде в область низьких частотах, а його збагачення здійснюється за рахунок всіх частотних областей – низькочастотної, резонансної і високочастотної. Збільшення розмірів екрану до середніх ($a_0 \sim 0,5r_0$) обумовлює як обмеження кількості заново генерованих власних частот, так і їх переміщення в основному в резонансну область (рис.3.2б, 3.9б). При великих розмірах екрану (рис.3.2в, 3.9в) ніякого розширення і збагачення не відбувається. Має місце лише одна власна частота, значення якої залежить від складу застосованої п'єзокераміки.

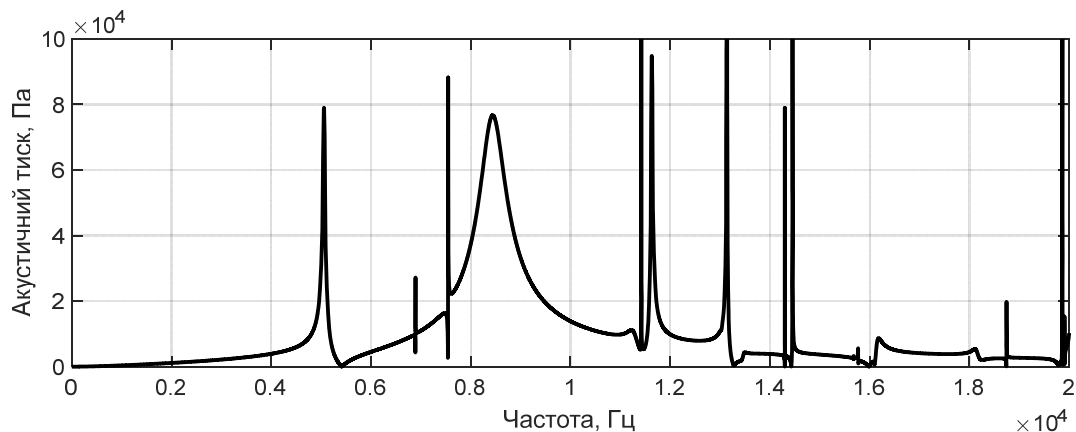
Зовсім інші зміни спектру акустичного тиску виникають при переході в екранованих випромінювачах до складів п'єзокераміки системи ТБК (рис.3.10, 3.12). Розширення спектру частот в низькочастотну область не відбувається за виключенням одної частоти, обумовленої появою стоячої хвилі між п'єзокерамічною оболонкою та внутрішнім екраном. Аналіз фазочастотних залежностей (рис.2.12а,б) показує, що при малих ($a_0 \sim 0,2r_0$) і середніх ($a_0 \sim 0,5r_0$) розмірах екранів нові резонансні частоти при складах п'єзокераміки системи ТБК генеруються лише в резонансній та високочастотній областях. В той же час при великих розмірах екранів ($a_0 \sim 0,9r_0$) і для випромінювачів з п'єзокерамікою системи ТБК генерація нових власних резонансів, крім резонансу п'єзокерамічної оболонки, припиняється (рис.3.10в, 3.12в). Наведені результати досліджень свідчать про те, що вибір складу п'єзокераміки при побудові екранованих випромінювачів з внутрішніми екранами різних розмірів є важливим важелем формування частотного спектра акустичного поля цих випромінювачів.

Дослідимо тепер ситуацію впливу складу п'єзокераміки на формування акустичних полів екранованих випромінювачів, побудованих з екраном одного розміру, але розміщеним на різних відстанях від центру п'єзокерамічної оболонки випромінювача. При розрахунках приймемо ті ж параметри випромінювачів, які були прийняті для них при застосуванні п'єзокераміки ЦТБС-3.

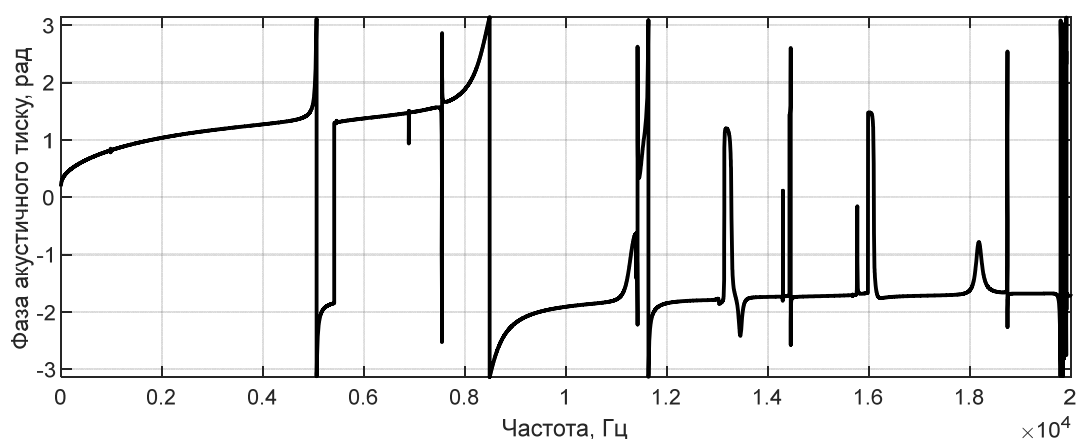
Аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз акустичних полів, наведених на рис.3.3, 3.4, 3.13 і 3.14, дозволяє встановити такі закономірності їх поведінки для складів п'єзокераміки різних систем. Як і у випадку випромінювачів з екранами різних розмірів, зміна відстані $l_{oo'}$ обумовлює розширення і збагачення спектру акустичних полів екранованих випромінювачів. Але при цьому є значні відмінності. По-перше, при зменшенні відстані $l_{oo'}$ амплітуди тиску на резонансних частотах у випромінювачів з п'єзокерамікою системи ТБК майже вдвічі зменшуються (рис.3.14) порівняно з амплітудами акустичного поля випромінювачів з п'єзокерамікою системи ЦТС (рис.3.3; 3.13). Це свідчить про значне зниження ефективності перетворення енергії випромінювачами з п'єзокерамікою системи

ТБК. По-друге, при зменшенні відстані l_{00} кількість заново генерованих власних резонансів екранованих випромінювачі зменшується, особливо в низькочастотній області (рис. 3.4б, 3.13г; 3.14г). Їх значення не залежать від складу п'єзокераміки. Але різниця по частоті між заново генерованою власною частотою екранованого випромінювача і власною частотою його п'єзокерамічної оболонки суттєво залежить як від системи п'єзокераміки, так і від складу п'єзокераміки в одній системі (рис. 3.4б; 3.13г). По-третє, при малих відстанях l_{00} ($l_{00} \sim 2\alpha_0$) випромінювачів з п'єзокерамікою системи ТБК власний резонанс в низькочастотній області зменшується (рис. 3.14а) порівняно з великою відстанню (рис. 3.13а) в кілька разів, а в резонансній області кількість власних резонансів з суттєвими значеннями амплітуд тиску значно зменшується.

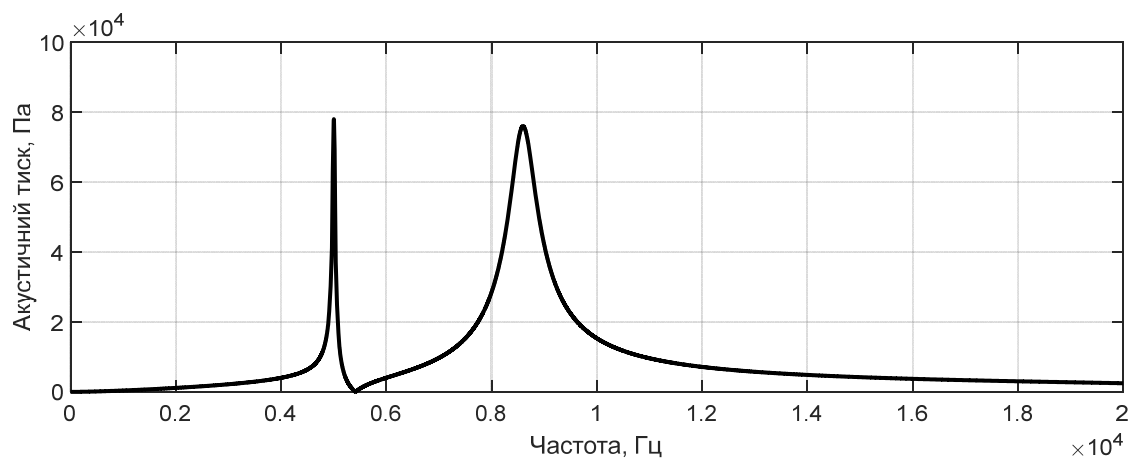
Таким чином, і при змінах місця розміщення внутрішнього екрану складом п'єзокераміки, застосованої в екранованому випромінювачі, можливо управляти спектром власних частот акустичного поля в широкому діапазоні їх змін.



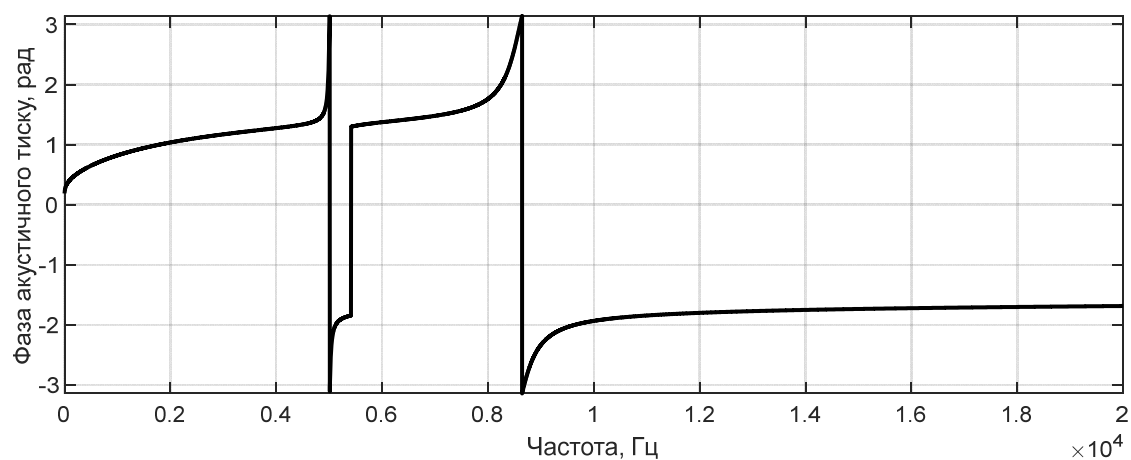
а)



б)

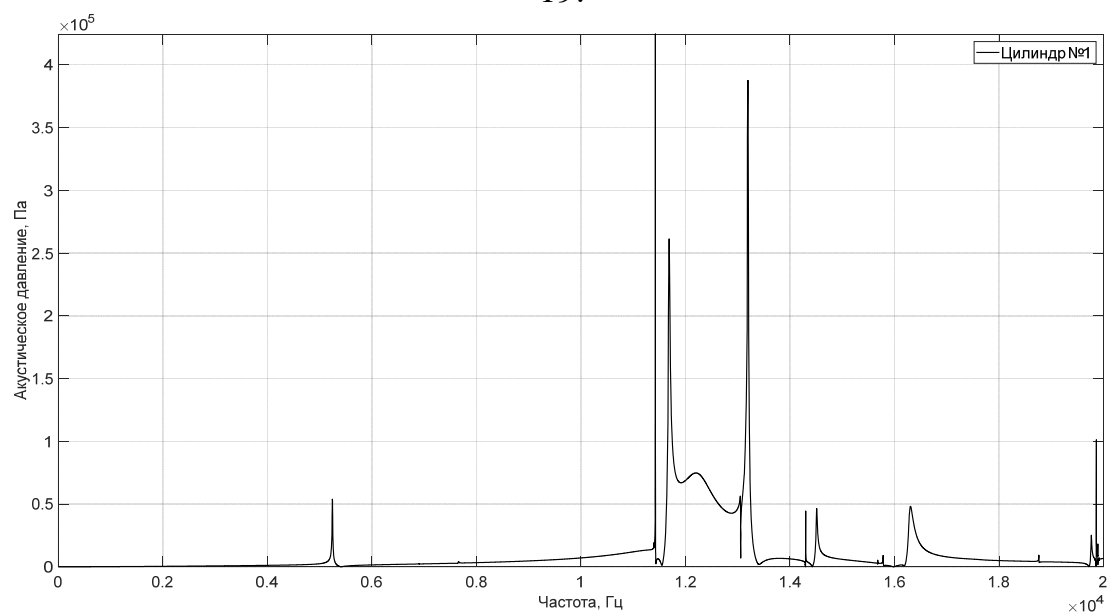


в)



г)

Рис.3.13 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $l_{00} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і п'єзокераміці ЦТС-19.



а)

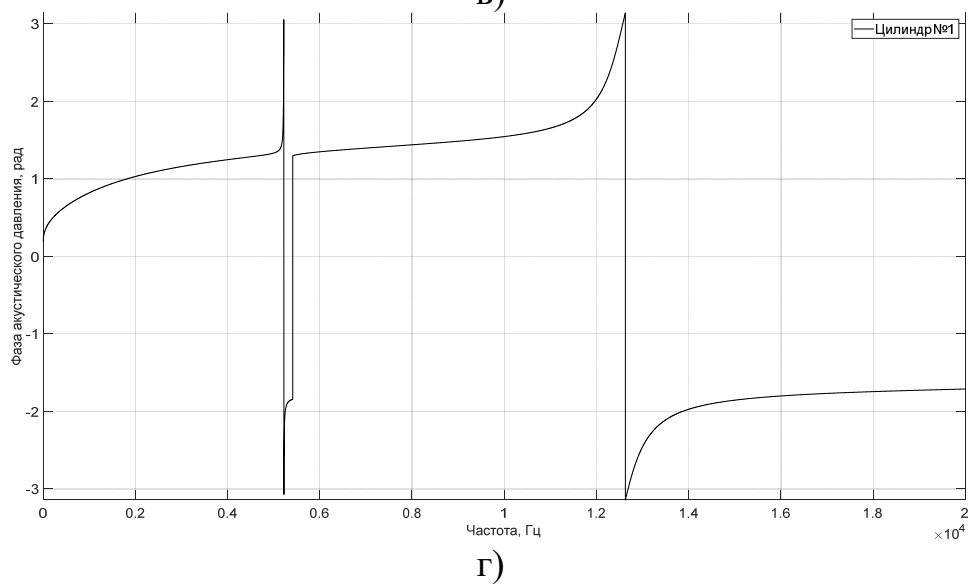
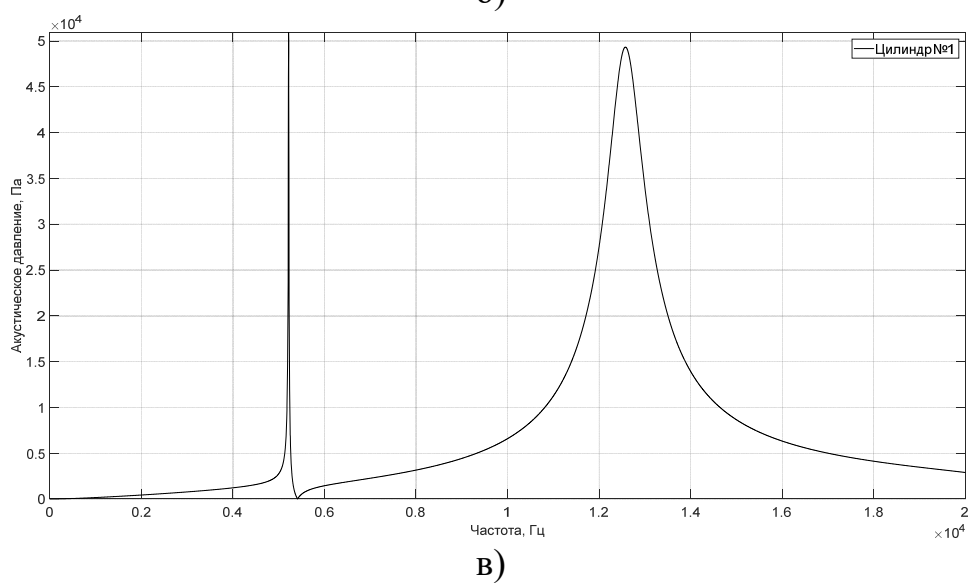
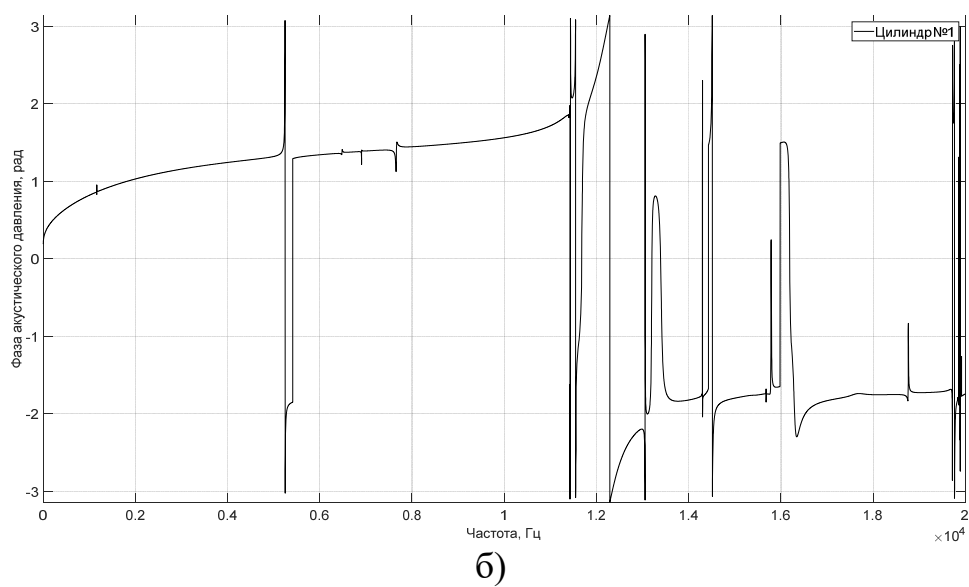


Рис.3.14 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $l_{00'} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і п'єзокераміці ТБК-3.

3.4 Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм.

При аналізі сучасних тенденцій розвитку технічної гідроакустики можливо виділити дві особливості, пов'язані з розвитком вимог до гідроакустичних випромінювачів, які входять до складу гідроакустичних станцій різного призначення. Перша особливість пов'язана з тим, що багатфункціональність сучасних гідроакустичних станцій обумовлює необхідність управління параметрами їх гідроакустичних випромінювачів. Такими параметрами можуть бути резонансні частоти, імпеданси випромінювання, вхідні електричні імпеданси, направлені властивості та інші. Методи управління цими параметрами можливо розділити на пасивні та активні. До активних методів відносяться ті, що забезпечують можливість оперативної зміни параметрів випромінювачів в процесі їх роботи. Всі інші методи відносяться до пасивних.

Одним з підходів до забезпечення можливості управління параметрами випромінювачів є введення до їх складу акустичних екранів різного виду. Особливо цікавими в цьому плані є випромінювачі із внутрішніми екранами. Це пов'язано, в першу чергу, з можливістю оперативного управління їх параметрами в процесі роботи їх у складі гідроакустичних станцій. Технічна реалізація такого управління може бути здійснена двома шляхами. Перший шлях полягає в зміні згідно з заданим регламентом в процесі роботи станції розміру діаметру внутрішнього екрану, наприклад, шляхом виконання його у вигляді наповненої повітрям гумової оболонки, з'єднаної з газогенератором, та спорядження випромінювача дистанційно керованим механізмом зміни діаметру цієї оболонки [80-82].

Необхідність застосування пасивних методів управління параметрами випромінювачів обумовлена наступними чинниками. В технологічному процесі виготовлення п'єзокерамічних випромінювачів основні об'єми часу та вартості припадають на виготовлення саме п'єзокерамічної оболонки випромінювача. При побудові силових конструкцій випромінювачів інших схем доведення їх параметрів,

крім доопрацювання конструкторської документації після проведених випробувань та повторного виготовлення і випробувань, немає. Іноді для цього потрібно не дві, а кілька ітерацій.

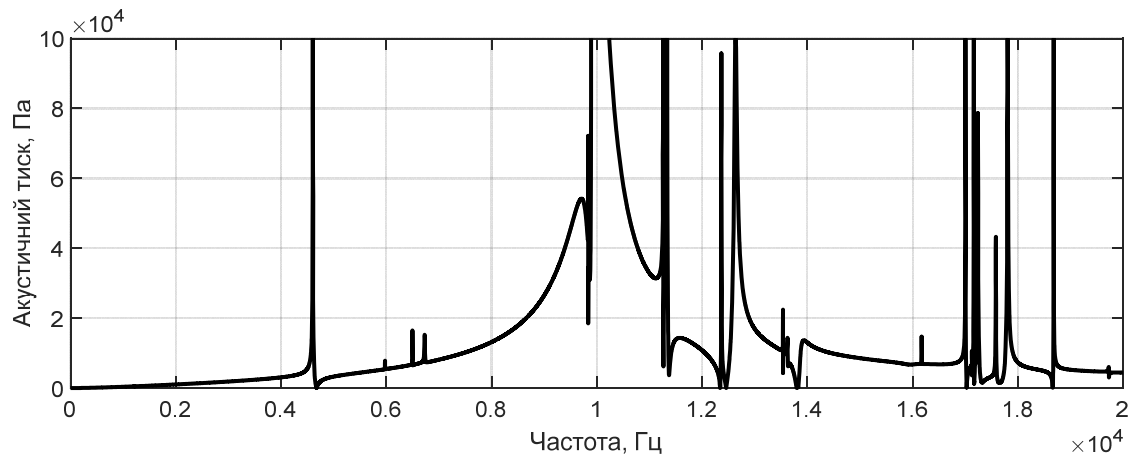
Зовсім інша схема застосування названих пасивних методів на виробництві може мати місце при виготовленні п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами. В таких випромінювачах є три фізичні чинники, не пов'язані з повторним виготовленням п'єзокерамічної оболонки випромінювача, що суттєво покращують вартість виготовлення випромінювачів. До таких чинників належать: розмір внутрішнього екрану, місце розміщення його у внутрішній порожнині оболонки і тип рідини, що заповнює внутрішній об'єм випромінювача.

Закономірності впливу на акустичні поля двох перших чинників були визначені в попередніх підрозділах. Зупинимось тепер на дослідженнях такого впливу при зміні фізичних параметрів рідин, заповнюючих випромінювачі.

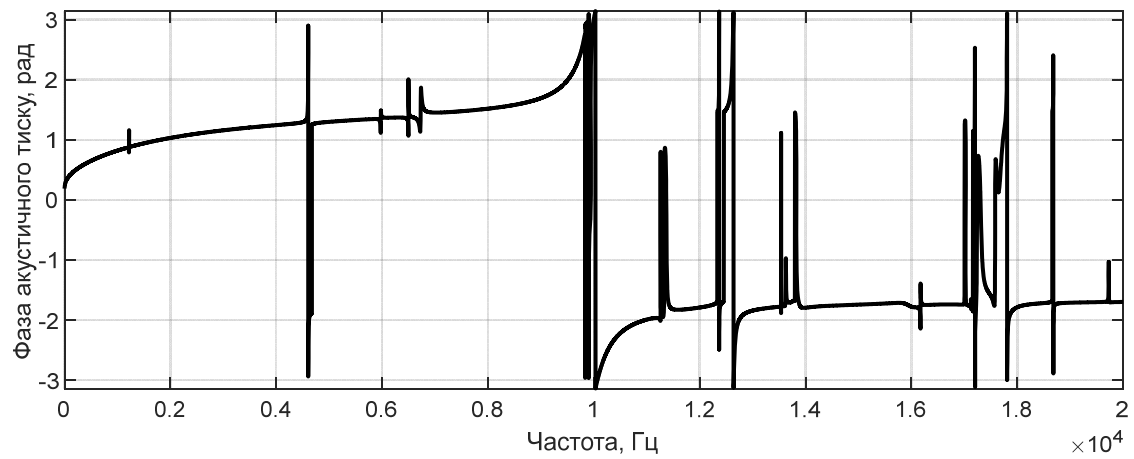
Розрахунки частотних залежностей амплітуд та фаз акустичних полів виконувалися для тих же параметрів випромінювача, що і у випадку дослідження механічних полів. Результати розрахунків наведені на рис.3.15-3.18. Їх аналіз дозволяє визначити наступні закономірності поведінки частотних залежностей амплітуд та фаз акустичних полів випромінювачів при зміні виду заповнюючих їх рідин.

По-перше, при зміні розмірів екранів зміна фізичних характеристик рідин, заповнюючих внутрішній об'єм випромінювача, є ефективним інструментом впливу на збагачення спектру власних частот акустичного поля випромінювача. Про це свідчать як фазові (рис.3.2;3.15б,г,е;3.16б,г,д), так і амплітудні (рис.3.1;3.15а,в,д;3.16а,в,д) частотні залежності. Перехід через нуль фазових характеристик випромінювачів свідчить про те, що більшість амплітудних викидів акустичного тиску є резонансними. При цьому виникають певні особливості, пов'язані з характеристиками рідин. Для заповнюючих рідин, більш легких (рис.3.15), ніж вода (рис.3.1), при малих розмірах ($a_0 \sim 0,2r_0$) екранів (рис.3.15а) спектральні властивості акустичного поля екранованих випромінювачів поширюються найбільш глибоко в їх низькочастотну область. При цьому амплітуди

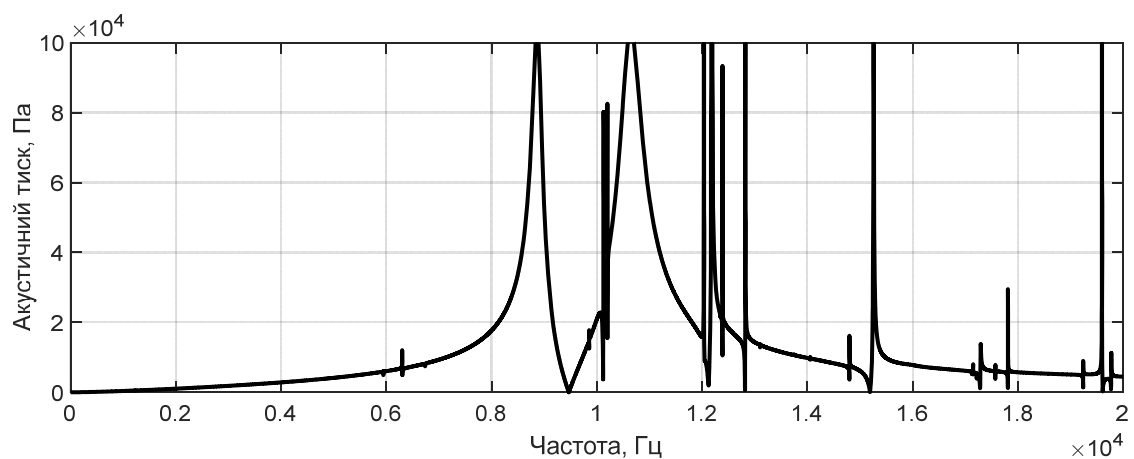
випромінених низькочастотних сигналів значно збільшуються порівняно з амплітудами таких сигналів у водозаповненого екранованого випромінювача.



а)



б)



в)

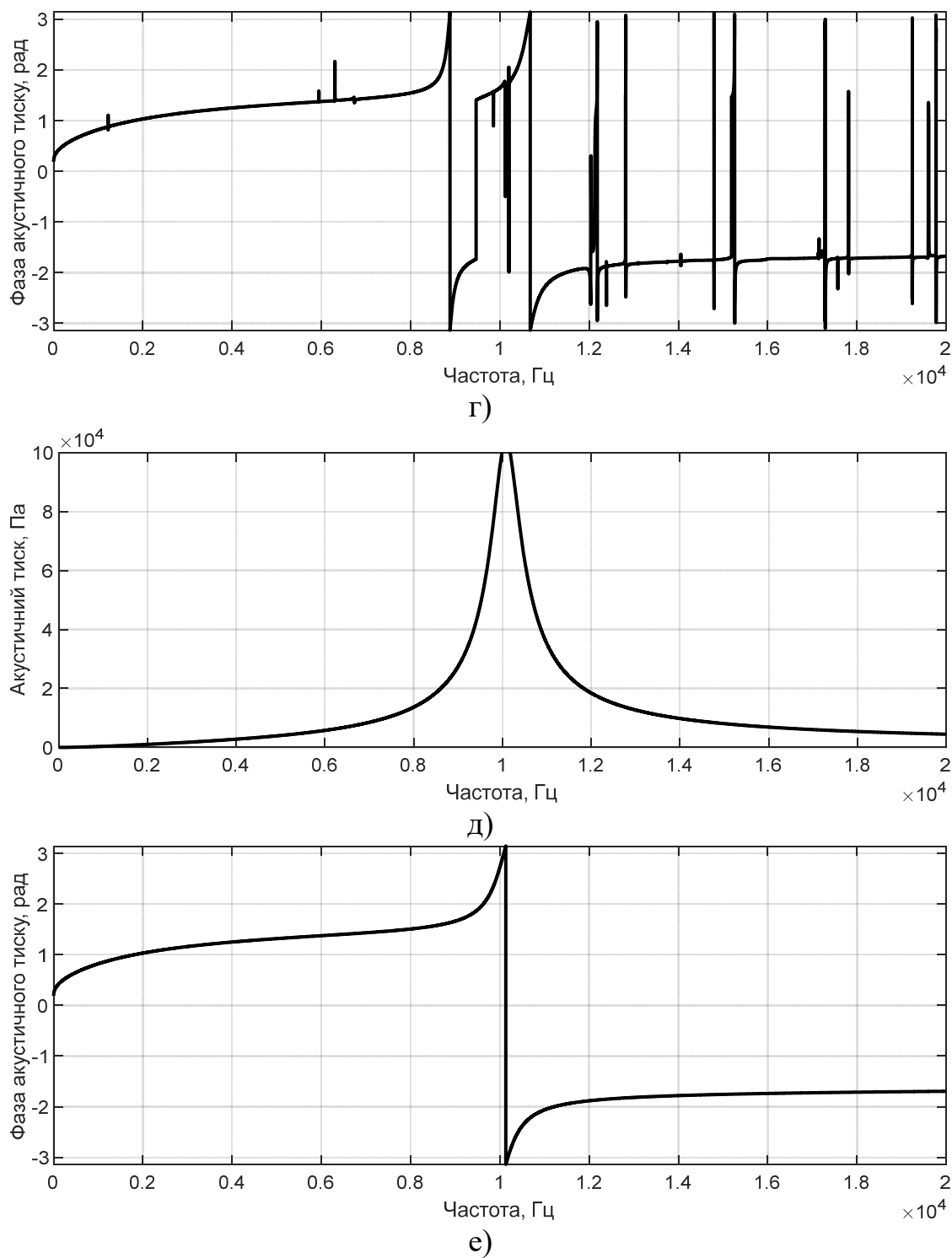
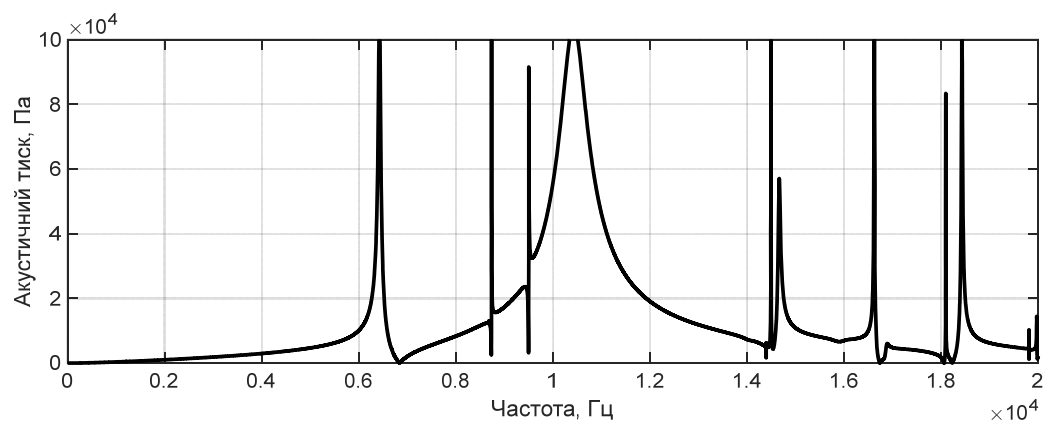
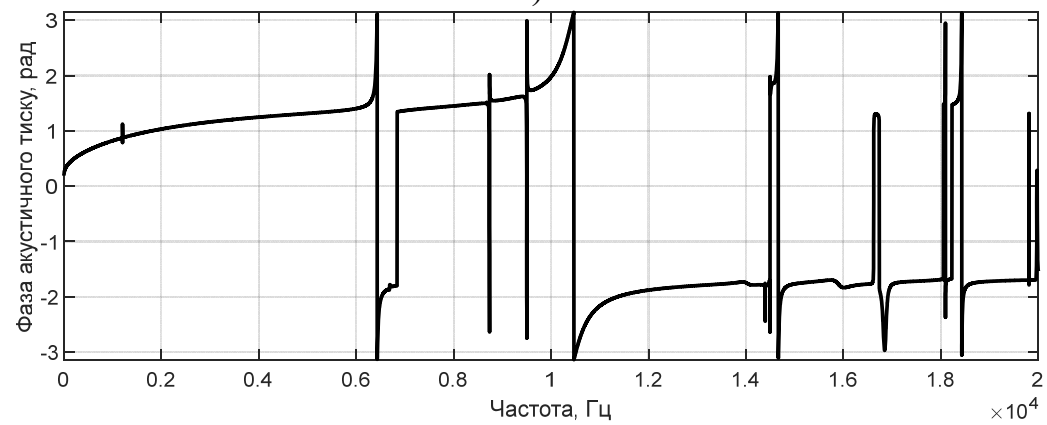


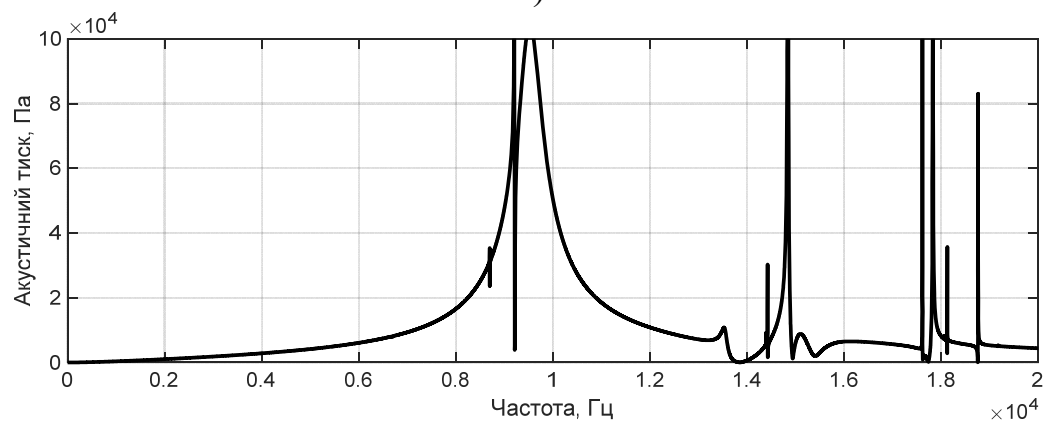
Рис. 3.15 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) акустичного тиску екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а,б); $0,5r_0$ (в,г); $0,9r_0$ (д,е) і заповненні об'єму гасом.



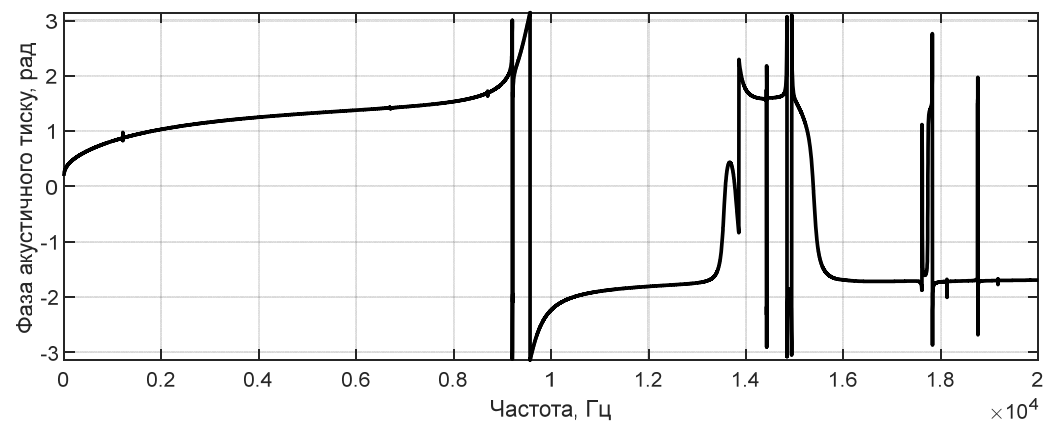
а)



б)



в)



г)

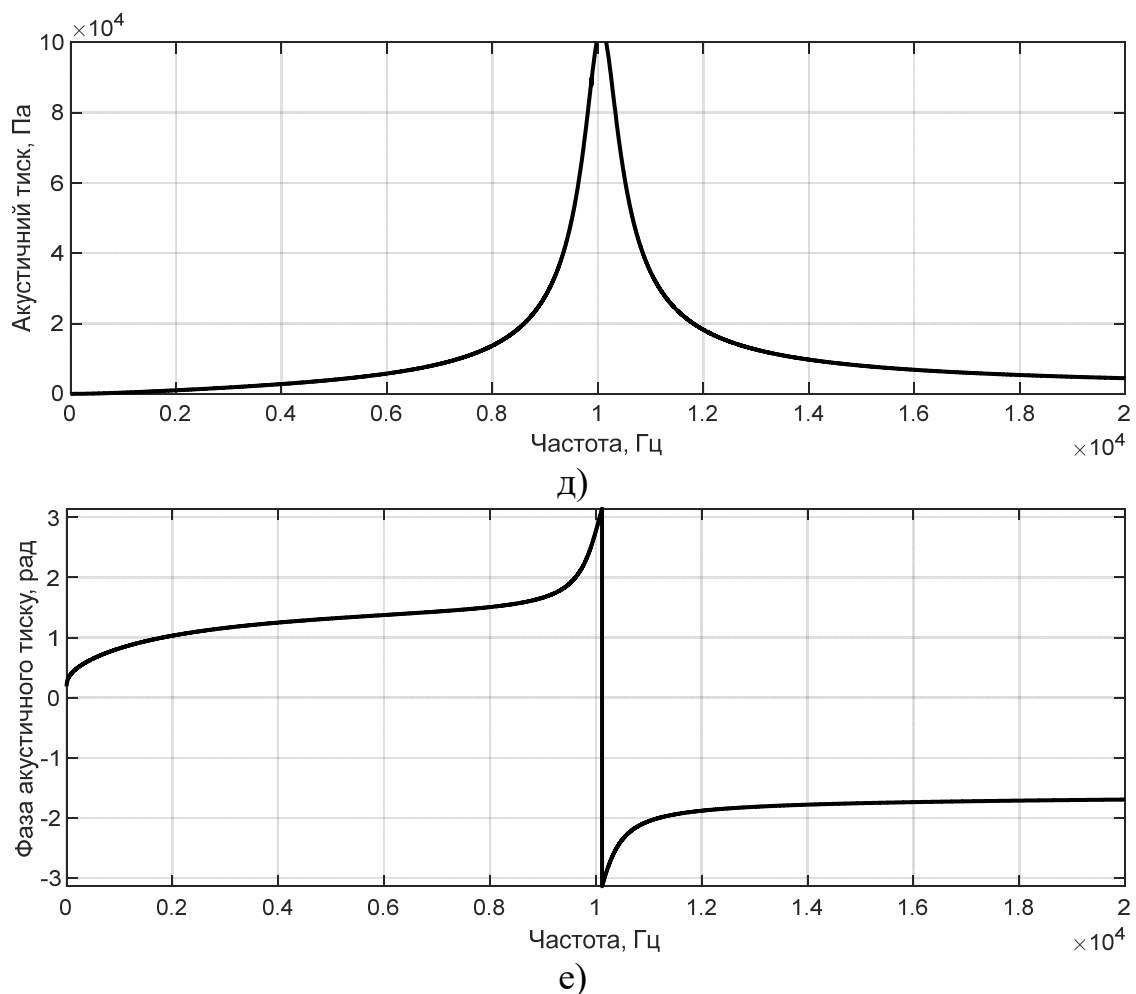


Рис.3.16 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) та фаз (б,г,е) акустичного тиску екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а,б); $0,5r_0$ (в,г); $0,9r_0$ (д,е) і заповненні об'єму гліцерином.

Таким чином, заповнення екранованого випромінювача більш легкою рідиною дозволяє не тільки найглибше зайти в область низьких частот випромінювача, не змінюючи його розміри, але й суттєво збільшити ефективність його випромінювання в цій області.

Заміна в цих умовах заповнюючої рідини на більш важку (рис.3.16а,б) порівняно з водою (рис.3.1а,3.2а) обумовлює втрату встановленої частотної якості акустичного поля екранованого випромінювача.

При внутрішніх екранах середніх ($a_0 \sim 0,5r_0$) розмірів заповнення випромінювача більш легкою ніж вода рідиною (рис.3.15в,г) обумовлює значні

зміни спектральних властивостей його акустичного поля як в резонансній, так і в високочастотній областях. Ці зміни характеризуються збагаченням кількості резонансних частот акустичного поля випромінювача, збільшенням у деяких з них резонансних смуг і збільшенням амплітуд сигналів на резонансних частотах.

Заміна заповнюючої рідини в цих умовах на більш важку (рис.3.16в,г) порівняно з водою (рис.3.16;3.2б) супроводжується значним обмеженням, а в резонансній області і суттєвою втратою тих спектральних властивостей, які мають і легкі рідини, і вода.

При внутрішніх екранах значних ($a_0 \sim 0,9r_0$) розмірів (рис.3.1в;3.2в; 3.15д,е;3.16д.е) зміна фізичних характеристик заповнюючих рідин не змінює спектральних характеристик акустичних полів екранованих випромінювачів. Вони у всіх випадках набувають форму спектральної характеристики акустичного поля вакуумованого випромінювача. Таким чином, випромінювачі з внутрішніми акустично м'якими екранами великих розмірів і будь-якими фізичними характеристиками заповнюючої рідини можливо нівелювати вплив наявності таких фізичних чинників як акустичний екран і заповнююча випромінювач рідина на його акустичне поле і повернути спектральні властивості акустичного поля такого випромінювача до спектральних властивостей акустичного поля його вакуумованої п'єзокерамічної оболонки.

По-друге, при дослідженні механічних полів екранованого випромінювача було встановлено, що перетворення його при радіально симетричному електричному навантаженні із одномодової коливальної системи в багатомодову обумовлено рядом фізичних причин. Всі вони пов'язані з особливостями акустичного поля, що утворюється усередині екранованого випромінювача, і є наслідком багатократного обміну випроміненими і відбитими звуковими хвилями n -го і m -го порядків. Оскільки в вирази цих хвиль входить співмножник, який залежить від хвильового числа k_1 рідини, що заповнює внутрішній об'єм екранованого випромінювача, то природно, що її фізичні характеристики повинні здійснювати ефективний вплив як на кількісний склад хвиль, що обумовлюють

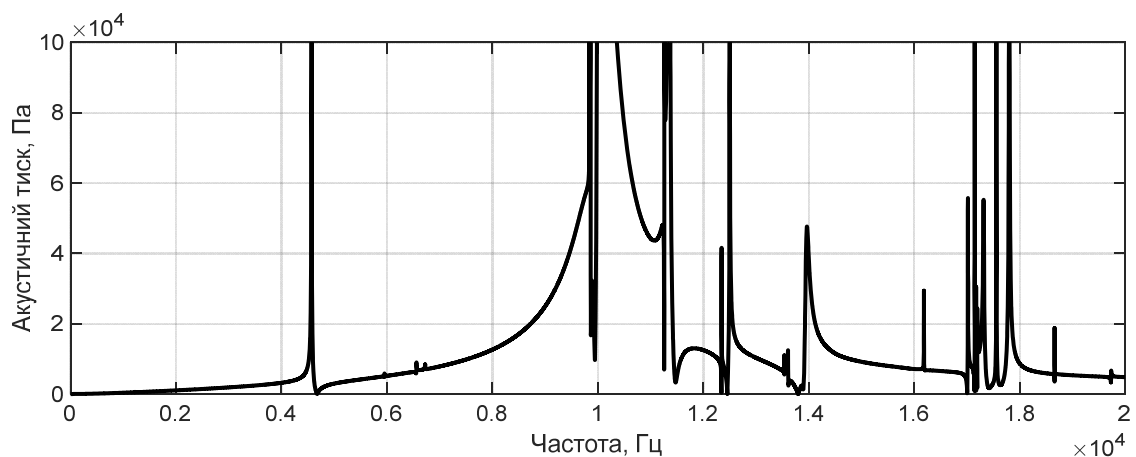
обмін енергією між п'єзокерамічною оболонкою і внутрішнім екраном, так і на ефективність цього обміну.

Як вказувалося вище, при цьому мають місце два фізичні явища. Перше з них пов'язане з тим, що в обмеженому просторі можуть утворюватися стоячі хвилі випромінюваних звукових частот, які обумовлюють появу так званих власних частот внутрішнього об'єму. Ці власні частоти мають ряд особливостей. По-перше, оскільки при радіально симетричному електричному навантаженні екранованого випромінювача в його механічне поле енергія «закачується» тільки на нульовій моді його коливань і тільки ця мода випромінює її у оточуючі оболонку випромінювача зовнішнє і внутрішнє середовища, то всі стоячі хвилі у внутрішньому об'ємі випромінювача є стоячими хвилями нульової моди. По-друге, оскільки різні рідини, якими заповнюють внутрішні об'єми екранованих випромінювачів, мають різні фізичні характеристики, то і значення частот стоячих хвиль будуть залежати від характеристик цих рідин. Це обумовлено тим, що умовою виникнення стоячих хвиль в обмеженому просторі є знаходження величини хвильової ширини зазора між внутрішнього поверхнею п'єзокерамічної оболонки і зовнішньою поверхнею внутрішнього екрану $\frac{(r_0 - h/2) - a_0}{\lambda}$ в області 0,25. А довжина хвилі λ визначається характеристиками заповнюючої випромінювач рідини. По-третє, при неосесиметричному розміщенні внутрішнього екрану відносно оболонки відстані $(r_0 - h/2) - a_0$ приймають різні значення для різних напрямів руху випромінених оболонкою хвиль. Тому і кількість цих відстаней і їх хвильові значення, що відповідають наведеній вище умові, будуть залежати від розмірів екранів a_0 , відстаней l_{oo} і діапазонів досліджуваних частот. Саме це і демонструють криві рис.3.1;3.2;3.15 і 3.16 відносно першого фізичного явища, пов'язаного з появою стоячих хвиль.

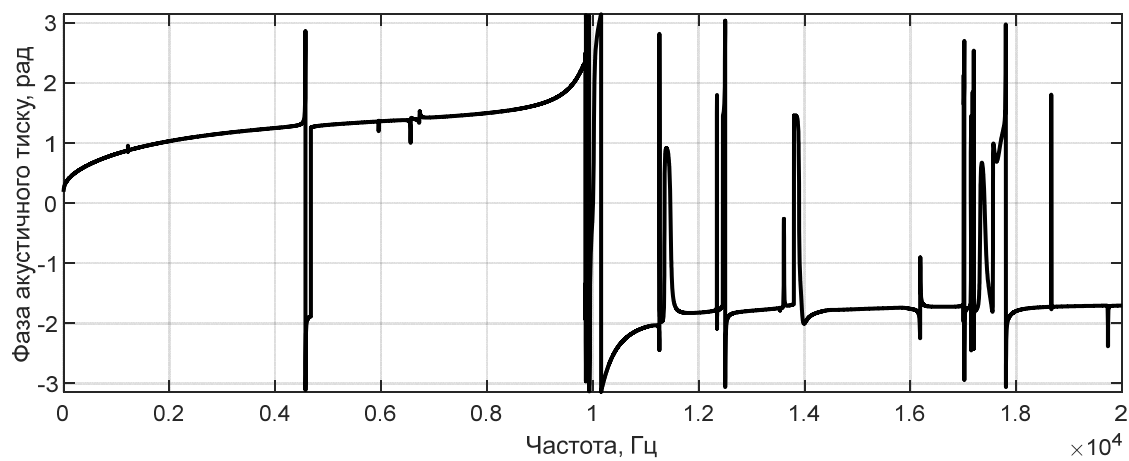
Друге фізичне явище, обумовлене обміном звуковою енергією між п'єзокерамічною оболонкою екранованого випромінювача та його внутрішнім екраном, пов'язане з радіальною несиметричністю побудови екранованого

випромінювача. Як вже вказувалося в розділі 2, у випромінювачів з порушеною радіальною симетрією з'являються моди коливань, наступні за нульовою модою, і з амплітудами, близькими або більшими, ніж нульова мода. Природно, що ці нові моди коливань генерують в оточуючих випромінювач середовищах нові складові акустичних полів. Аналіз виразів (3.5) свідчить про те, що енергетична ефективність цих складових визначається множниками $J_{n-m}(k_1 l_{oo'})$ та $N_{n-m}(k_1 l_{oo'})$, які дають кількісне уявлення про обмін енергіями між хвилями n-го та m-го порядків для хвильового числа k_1 і хвильової відстані $k_1 l_{oo'}$. В свою чергу хвильове число k_1 визначається фізичними характеристиками рідин, що заповнюють внутрішній об'єм випромінювача. Для визначення впливу цих характеристик на акустичні поля екранованих випромінювачів із різними заповнюючими рідинами співставимо між собою графіки рис.3.1а; 3.2а; 3.3; 3.15а,б; 3.17; 3.16а,б; 3.17.

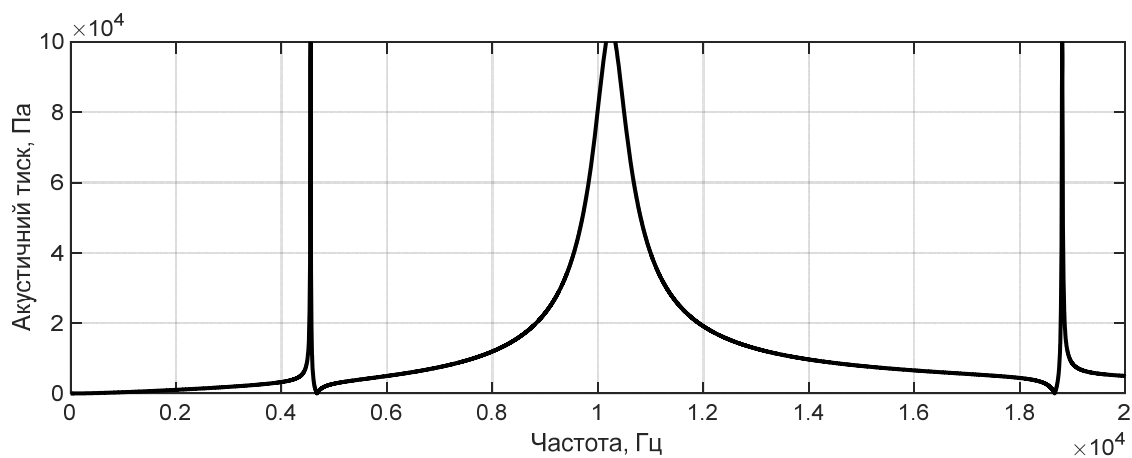
При великих відстанях $l_{oo'}$ і легких (рис.3.15а,б) порівняно з водою (рис.3.1а,3.2а) заповнюючих рідинах кількість резонансних і нерезонансних викидів амплітуд акустичного тиску збільшується, а їх частоти зміщуються в сторону більш низьких значень. Заміна заповнюючої випромінювач рідина на більш важку (рис.3.16а,б) порівняно з водою (рис.3.1а,3.2а) здійснює протилежну дію. Кількість резонансних викидів зменшується, а частоти цих резонансів збільшуються. Порівняно з легкою заповнюючою рідиною найнижча резонансна частота акустичного тиску в низькочастотній області збільшується майже в 1.45 рази.



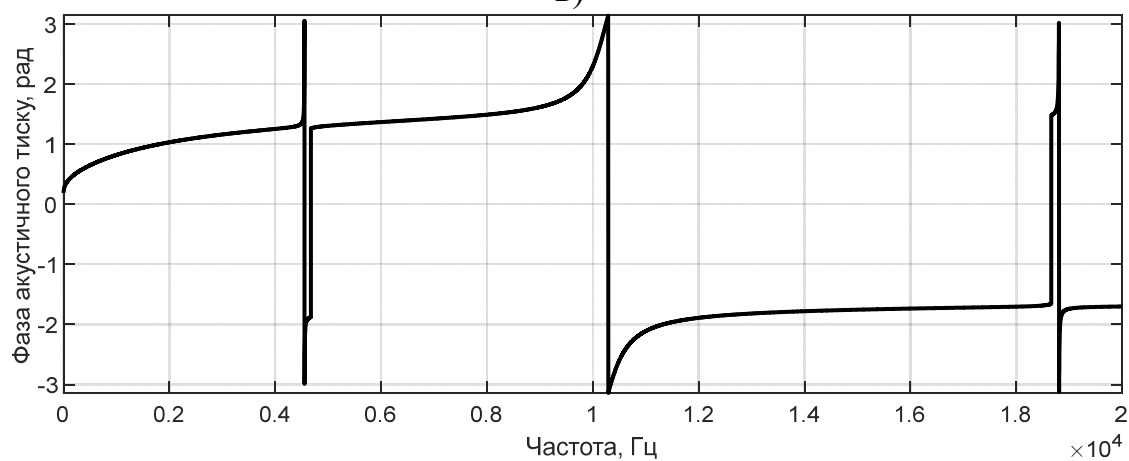
а)



б)

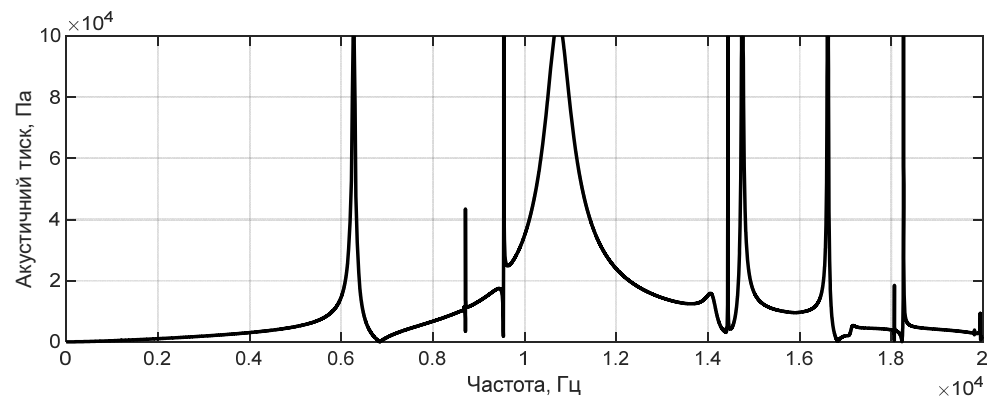


в)

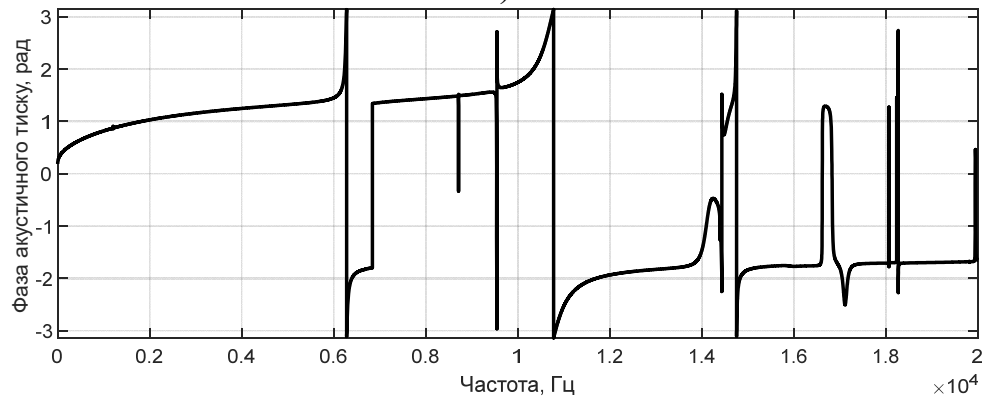


г)

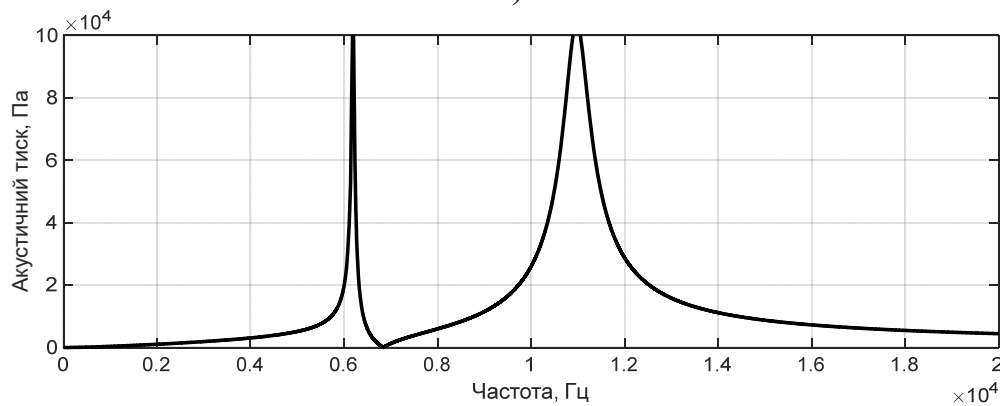
Рис.3.17 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстані $l_{oo'} = 2a_0$ (а,б); 0(в,г) і заповненні об'єму гасом.



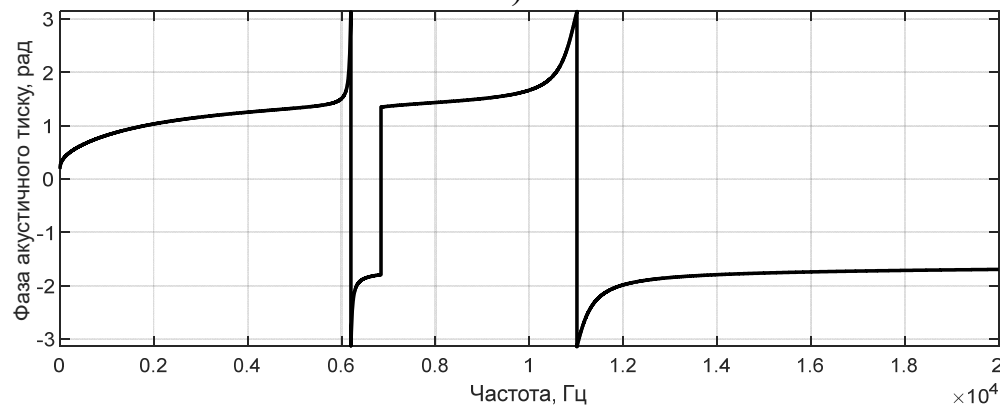
а)



б)



в)



г)

Рис.3.18 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстані $l_{00'} = 2a_0$ (а,б); 0 (в,г) і заповненні об'єму гліцерином.

Зменшення відстаней l_{60} до середніх ($2\alpha_0$) заповненні внутрішнього об'єму випромінювача легкими рідинами (рис.3.17а,б) порівняно з водою (рис.3.3а) супроводжується зменшенням кількості резонансних викидів амплітуд акустичного тиску в низькочастотній області (залишається одна найнижча), та значним збагаченням спектру власних частот акустичного поля випромінювача в резонансній і високочастотній областях. Заміна легкої заповнюючої рідини на більш важку (рис.3.18а,б) порівняно з водою суттєво змінює наведені вище тенденції збагачення спектру чисельними значеннями власних частот в резонансній і високочастотній областях.

При відновленні радіальної симетрії побудови екранованого випромінювача, яка має місце при $l_{oo'} = 0$, частотні залежності амплітуд і фаз акустичного поля випромінювача мають подібні форми при різних заповнюючих їх рідинах (рис.3.17в,г;3.3б;3.18в,г). При цьому наведені вище тенденції змін резонансних частот в залежності від змін фізичних характеристик цих рідин зберігаються. Крім того, при заповненні випромінювача більш важкою ніж вода рідиною (рис.3.18в,г) збільшуються смуги резонансних частот екранованого випромінювача.

Як вже відмічалось раніше, збагачення спектру власних частот акустичного поля екранованого випромінювача обумовлене двома фізичними причинами появою власних частот внутрішнього об'єму випромінювача і появою нових мод коливань його п'єзокерамічної оболонки при її радіально симетричному електричному збудженні завдяки асиметрії навантаження акустичним полем.

Практичний інтерес представляють дослідження по впливу фізичних характеристик заповнюючих випромінювач рідин на кількісні прояви в формуванні акустичних полів цих факторів. Це можливо встановити, співставляючи графіки рис.3.5 і 3.19. Аналіз впливу фізичних характеристик рідин на ту частину акустичних полів, яка обумовлена появою власних резонансів внутрішніх об'ємів випромінювачів, свідчить про те, що встановлені вище основні тенденції збагачення спектрів акустичних полів випромінювачів при зміні заповнюючих їх рідин є результатом саме появи цих резонансів об'єму.

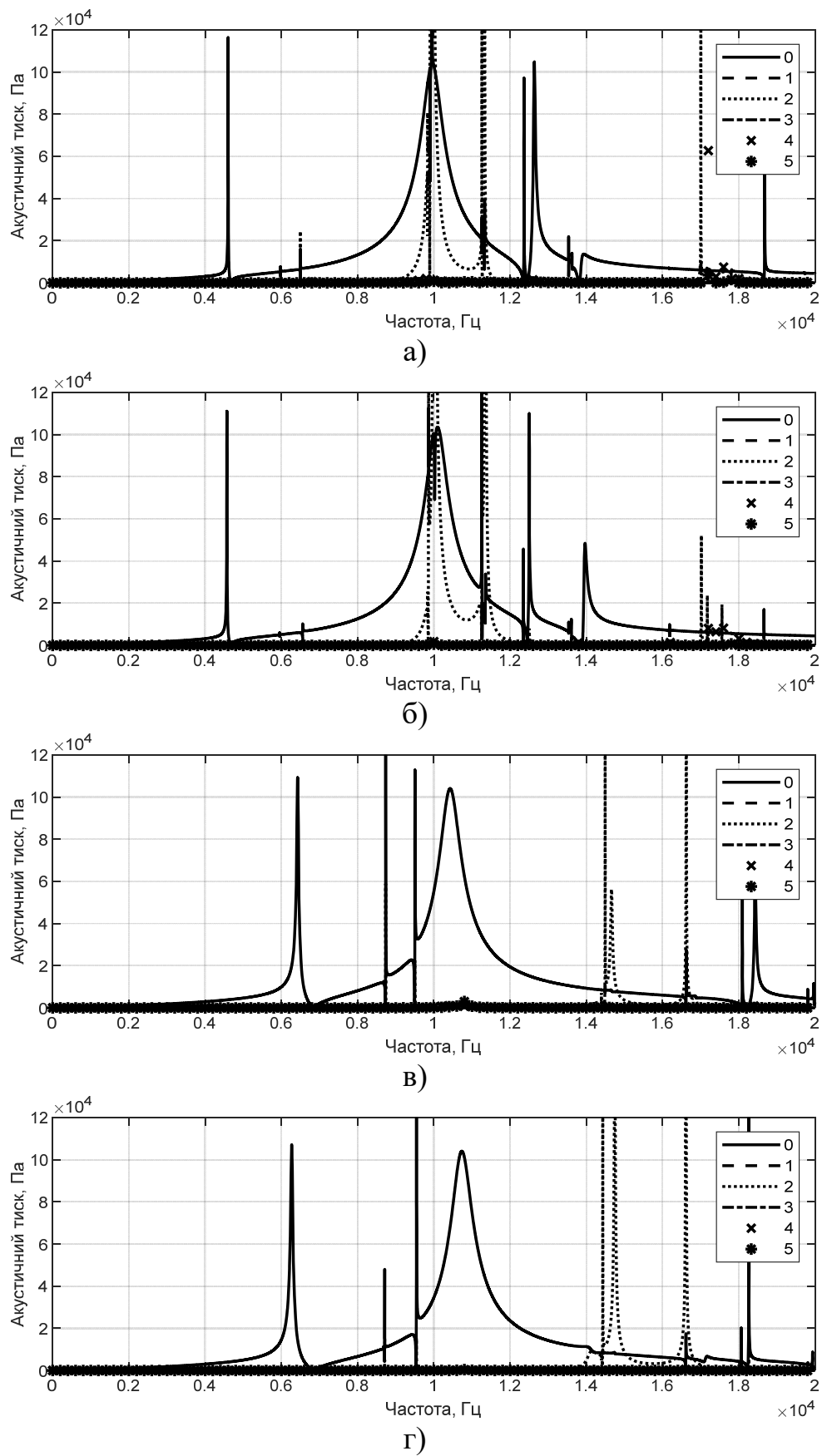


Рис.3.19 Частотні залежності амплітуд модових складових акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0, l_{00'} = r_2 - a_0 - 0,03\text{м}$ (а,в); $2a_0$ (б,г) і заповнені внутрішнього об'єму гасом (а,б) та гліцерином (в,г).

Вплив другого фізичного фактора на формування акустичного поля екранованого випромінювача, поява якого є наслідком обміну звуковими хвилями між п'єзокерамічною оболонкою та екраном в асиметричній механічній коливальній системі, значно менший. Він обумовлений «перекачкою» енергії нульової моди коливань в основному в енергію другої моди.

3.5 Властивості акустичних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх п'єзокерамічних оболонок.

Ще одним із важливих конструкційних елементів впливу на акустичні властивості циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами є розміри їх п'єзокерамічних оболонок. Для визначення ефективності такого впливу були виконані чисельні розрахунки частотних залежностей амплітуд і фаз акустичних полів на поверхні випромінювача при змінах як діаметра його п'єзокерамічної оболонки, так і її товщини. Розрахунки виконувались для $r_0 = 0,068\text{ м}$, $h = 0,012\text{ м}$ при збереженні всіх інших раніше використаних параметрів. Результати розрахунків представлені на рис.3.20-3.23.

Співставлення графіків рис.3.1,3.23 графіками рис.3.20,3.21 дозволяє встановити вплив розмірів діаметрів п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача на його акустичні властивості. Як і слід було очікувати, збільшення середнього діаметру п'єзокерамічної оболонки при всіх розмірах внутрішнього екрану обумовлює появу нових власних акустичних резонансів екранованого випромінювача на частотах, значно нижчих (рис.3.20), ніж при менших діаметрах (рис.3.1,3.2). При малих ($a_0 = 0,2r_0$) розмірах екранів, по –перше, власні акустичні резонанси заходять як надалі в область низьких частот. По-друге, кількість заново генерованих власних акустичних резонансів суттєво зростає у всіх трьох частотних областях – низькочастотній, резонансній і високочастотній (рис.3.20 а,б). В той же час амплітуди акустичного тиску в цілому мають менші значення, ніж при менших діаметрах. Останнє обумовлено тим, що при незмінності кількості п'єзокерамічних сегментів в оболонці і електричної напруги збудження їх, збільшення діаметру оболонки обумовлює зменшення напруженості електричного поля в сегментах.

Збільшення кількості заново генерованих акустичних резонансів обумовлено збільшенням кількості відстаней, на яких нульова мода коливань п'єзокерамічної оболонки може утворювати стоячі хвилі між внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки і зовнішньою поверхнею внутрішнього екрану.

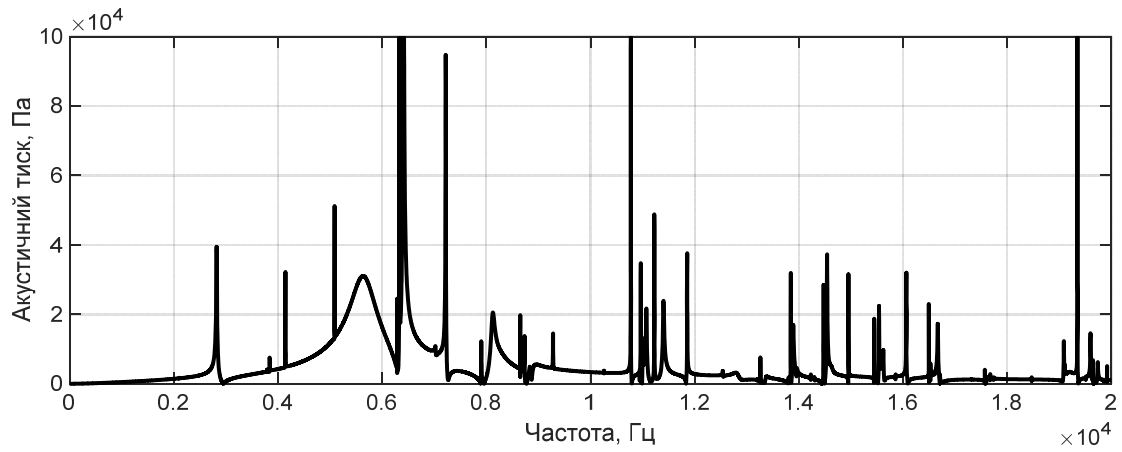
Збільшення розмірів екранів до середніх ($a_0 \sim 0,5r_0$) и збільшенні r_0 також збільшує кількість заново генерованих акустичних резонансів (рис.3.20 в,г) порівняно з випадками менших значень середніх радіусів (рис.3.1б,3.2 б). Але при цьому їх кількість в низькочастотній області зменшується, а в резонансній і високочастотній областях збільшується. Це обумовлено тим, що умови виникнення власних акустичних резонансів об'ємів між внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки і зовнішньою поверхнею екрану суттєво змінюються у зв'язку із зменшенням фізичних розмірів цих об'ємів.

І,нарешті, збільшення розмірів екрану до великих ($a_0 \sim 0,9r_0$) и збільшенні розмірів оболонки супроводжується (рис. 3.20 д,е), по перше, зниженням власного акустичного резонансу, створюваного самою п'єзокерамічною оболонкою, по-друге, появою власних акустичних резонансів внутрішнього заповненого рідиною об'єму, розміри якого фізично зросли.

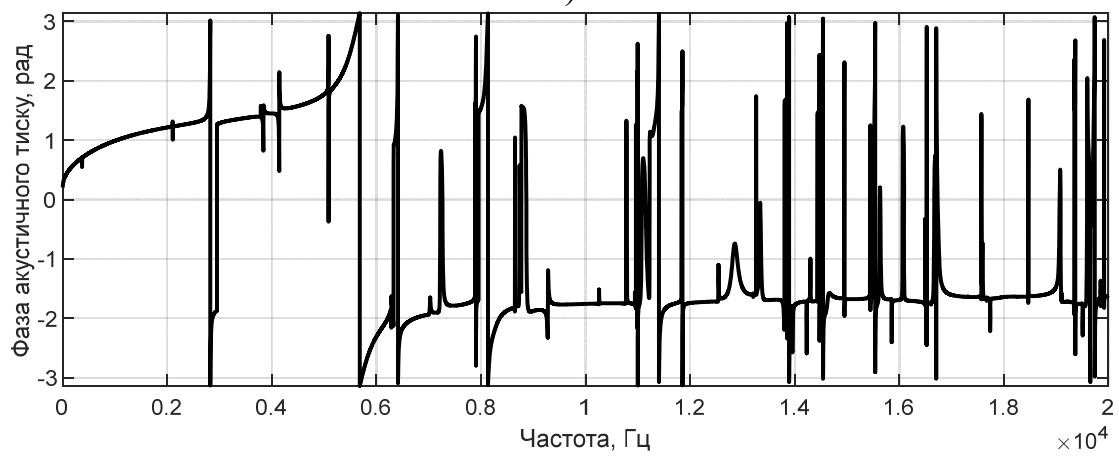
Визначимо тепер, як змінюються закономірності поведінки акустичного тиску, встановлені раніше для певних розмірів п'єзокерамічної оболонки при сталих розмірах внутрішнього екрану, при змінах відстані між поздовжніми вісями оболонки та екрану (рис.3.3,3.4) при збільшенні розмірів оболонки (рис.3.21,3.20 а,б). Як і у випадку із зміною розмірів внутрішнього екрану, зміна відстані l_{00} впливає і на значення частот заново генерованих акустичних резонансів, і на амплітуди звукового тиску на цих частотах. Перехід від асиметричної схеми побудови екранованого випромінювача (рис.3.20а,б;3.21а,б) до симетричної (рис.3.21в,г) при збільшенні розмірів оболонки випромінювача супроводжується появою ряду нових акустичних резонансів на більш високих, ніж власний резонанс п'єзокерамічної оболонки, частотах.

Раніше було встановлено, що перехід одномодової коливальної системи п'єзокерамічної оболонки в вакуумі в багатомодову при заповненні оболонки

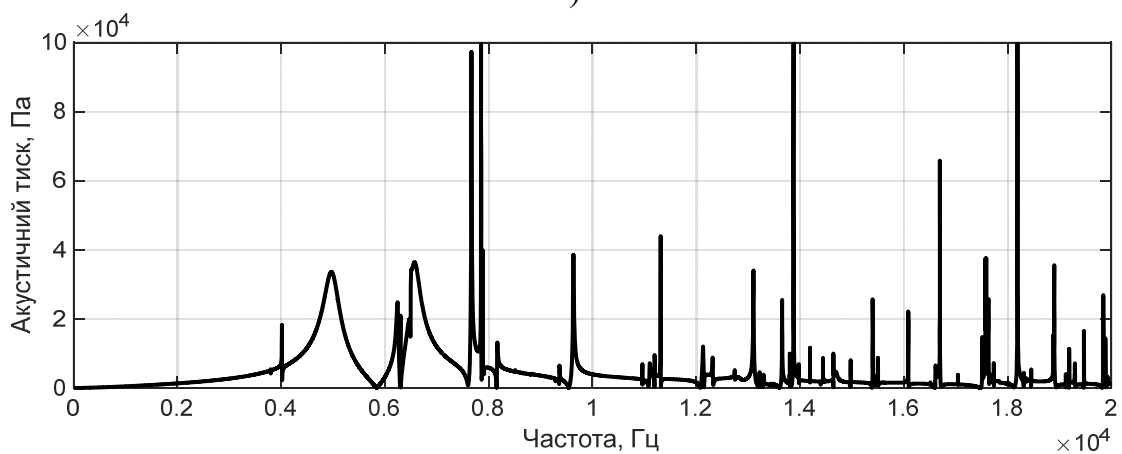
рідиною і розміщенні в ній акустичного екрану, обумовлено появою двох фізичних особливостей кінцевого внутрішнього об'єму екранованого випромінювача і порушенням радіальної симетрії його коливальної системи.



а)



б)



в)

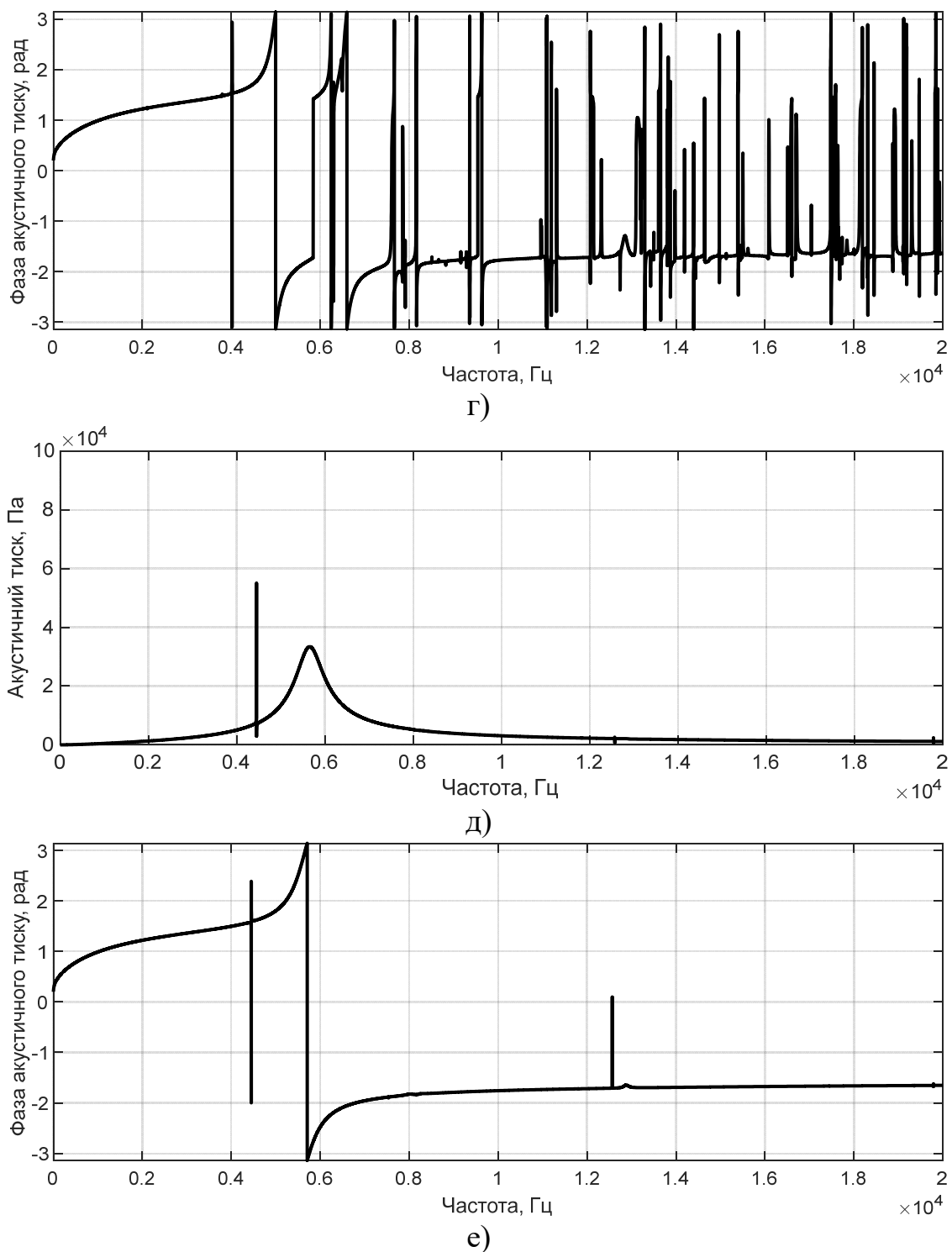


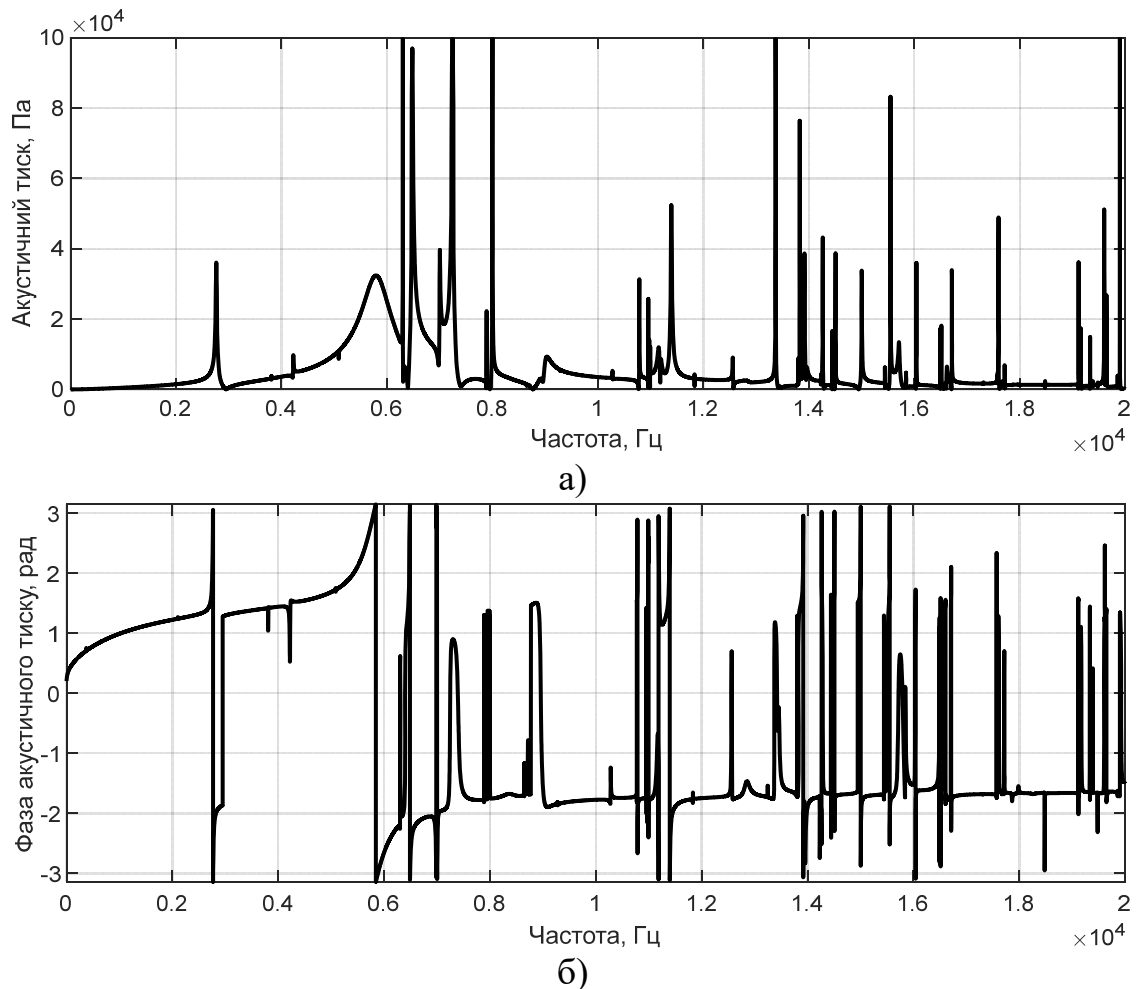
Рис.3.20 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) і фаз (б,г,е) акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{ м}$, $h = 0,008\text{ м}$ і $a_0 = 0,2r_0$ (а,б); $0,5r_0$ (в,г); $0,9r_0$ (д,е).

Ці фізичні особливості створюють різні умови обміну звуковими хвилями між поверхнями, утворюючими цей об'єм. Обмін хвилями нульової моди коливальних п'єзокерамічної оболонки випромінювача між її внутрішньою поверхнею і екраном

приводить до появи стоячих хвиль на тих частотах, де відстані між цими поверхнями відповідають умовам генерації стоячих хвиль. Ці стоячі хвилі утворюють власні акустичні резонанси внутрішнього об'єму екранованого випромінювача. Порушення радіальної симетрії механічної коливальної системи екранованого випромінювача при наявності радіальної симетрії його електричного збудження обумовлює появу в його механічному і акустичному полях нових складових коливань, наступних за нульовою модою, і “перекачку” енергії цієї моди в ці нові складові.

В наведених результатах розрахунків акустичних полів, окрім тих, що відповідають значенням $l_{00'} = 0$, присутні всі складові акустичного поля. І тільки у випадку радіальної симетрії екранованого випромінювача, коли $l_{00'} = 0$ його багатомодовість утворюється власними акустичними резонансами п'єзокерамічної оболонки і внутрішнього об'єму випромінювача (рис.3.20д,е; 3.21 в,г). Збільшення розмірів оболонки зменшує частоту її акустичного резонансу, а розмірів внутрішнього об'єму збільшення кількості власних акустичних резонансів цього об'єму. Ці висновки підтверджуються графіками складових акустичного поля, відповідаючих різним модам коливань екранованого випромінювача (рис.3.5;3.22). Їх аналіз показує, що і у випадку зміни розмірів акустичного екрану (рис. 3.22 а,б,в), і у випадку зміни відстаней між поздовжніми вісями оболонки та екрану і сталого розміру (рис.3.23) екрану мають місце і власні акустичні резонанси внутрішнього об'єму, обумовлені нульовою модою коливань, і власний акустичний резонанс п'єзокерамічної оболонки на нульовій моді її коливань, і додаткові складові акустичного поля, обумовлені асиметрією коливальної системи випромінювача. При цьому в збагаченні спектру акустичного поля екранованого випромінювача власні частоти його внутрішнього об'єму мають превалююче значення і їх кількість збільшується при збільшенні розмірів п'єзокерамічної оболонки. Про це свідчать графіки рис. 3.22. Їх аналіз показує, що кількість власних резонансів внутрішнього об'єму випромінювача при всіх розмірах екранів (рис.3.22 а,б) значно перевищує кількість додаткових акустичних резонансів, пов'язаних з механічними модами, обумовленими втратою радіальної симетрії акустичного навантаження екранованого

випромінювача. При цьому збільшення розмірів п'єзокерамічної оболонки значно знижує резонансні частоти останніх, а зміна асиметрії побудови екранованого випромінювача, пов'язана зі зміною розмірів внутрішнього екрану, проявляє себе в зменшенні амплітуд акустичного тиску на цих власних резонансах акустичного поля. Такі ж закономірності в акустичному полі модових складових екранованого випромінювача мають місце і при зміні відстані $l_{00'}$ між поздовжніми вісями оболонки та екрану (рис.3.5;3.23). Цікаво зазначити, що у всіх розглянутих випадках зміни розмірів п'єзокерамічної оболонки додаткові акустичні резонанси, пов'язані з асиметрією коливальної системи екранованого випромінювача, мають максимальні амплітуди акустичного тиску при значеннях частот, близьких до власної частоти його п'єзокерамічної оболонки.



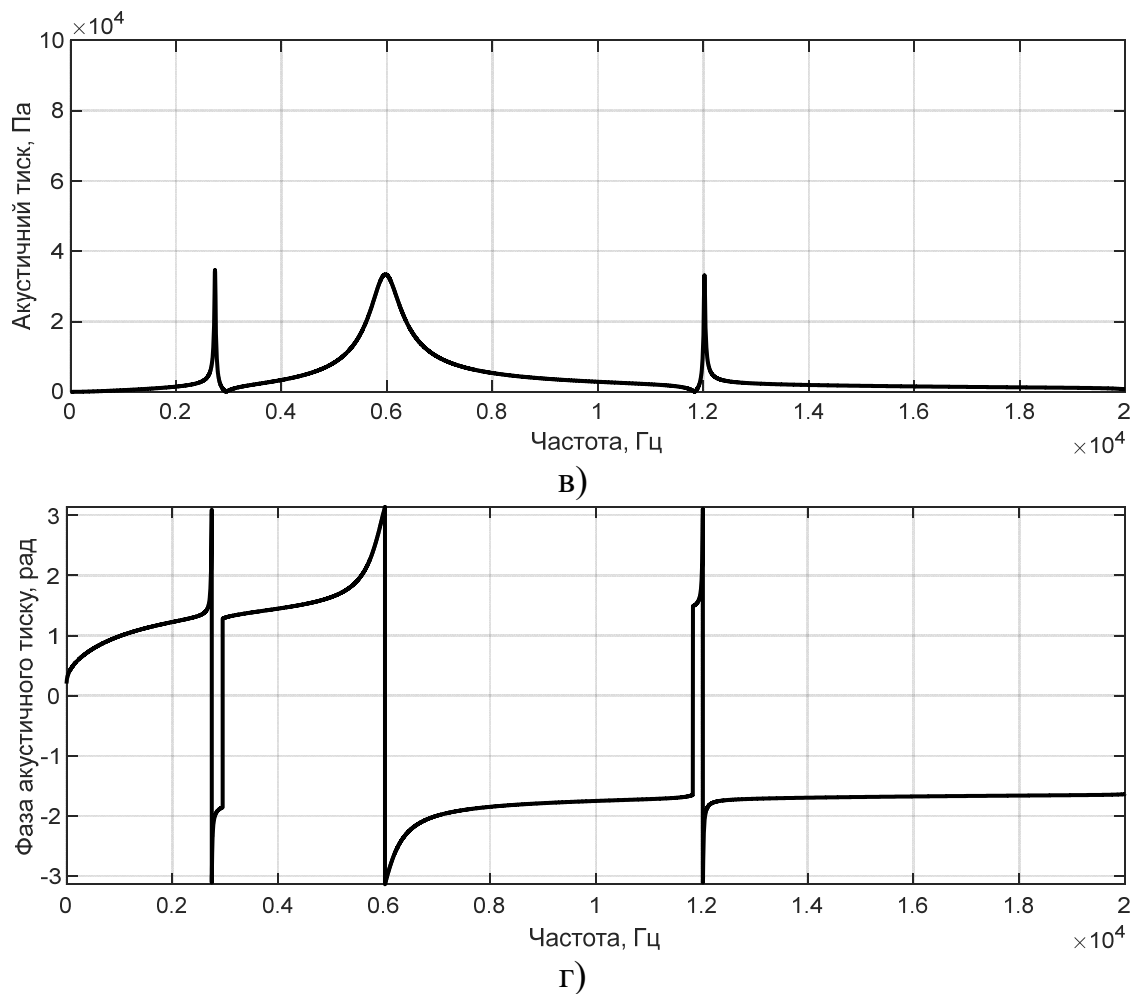


Рис.3.21 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{ м}$, $h = 0,008\text{ м}$, $l_{oo'} = 2a_0$ (а,б); 0(в,г).

Дослідимо тепер, як змінюються акустичні поля екранованого випромінювача при зміні товщини його п'єзокерамічної оболонки (рис.3.1;3.2;3.3;3.5;3.24-3.26). Зауважимо при цьому, що середній радіус циліндричної п'єзокерамічної оболонки залишається незмінним, тому її власна частота є сталою. Змінюється відстань між внутрішньою поверхнею п'єзокерамічної оболонки і екраном, наслідком чого є певна зміна умов формування власних акустичних резонансів внутрішнього об'єму випромінювача. Саме це і має місце при збільшенні товщини оболонки (рис.3.24;3.25;3.1,3.2). В той же час акустичні резонанси, пов'язані з асиметрією акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки, змінюються лише в частині величин їх амплітуд (рис.3.5;3.26).

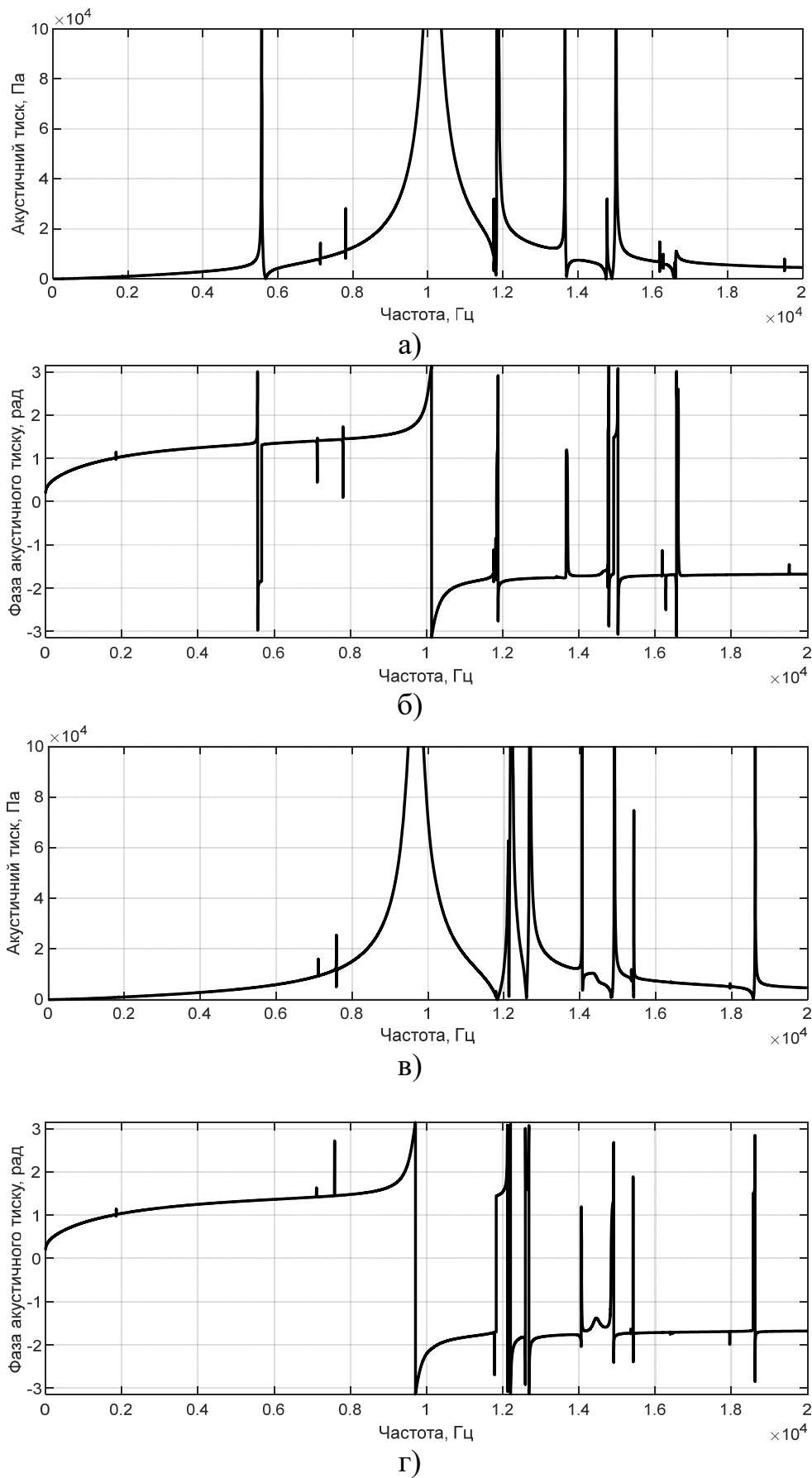


Рис.3.24 Частотні залежності амплітуд (а,в,д) і фаз (б,г,е) амплітуд акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $r_0 = 0,068\text{м}$, $h = 0,012\text{м}$, $a_0 = 0,2r_0$ (а,б); $0,5r_0$ (в,г); $0,9r_0$ (д,е).

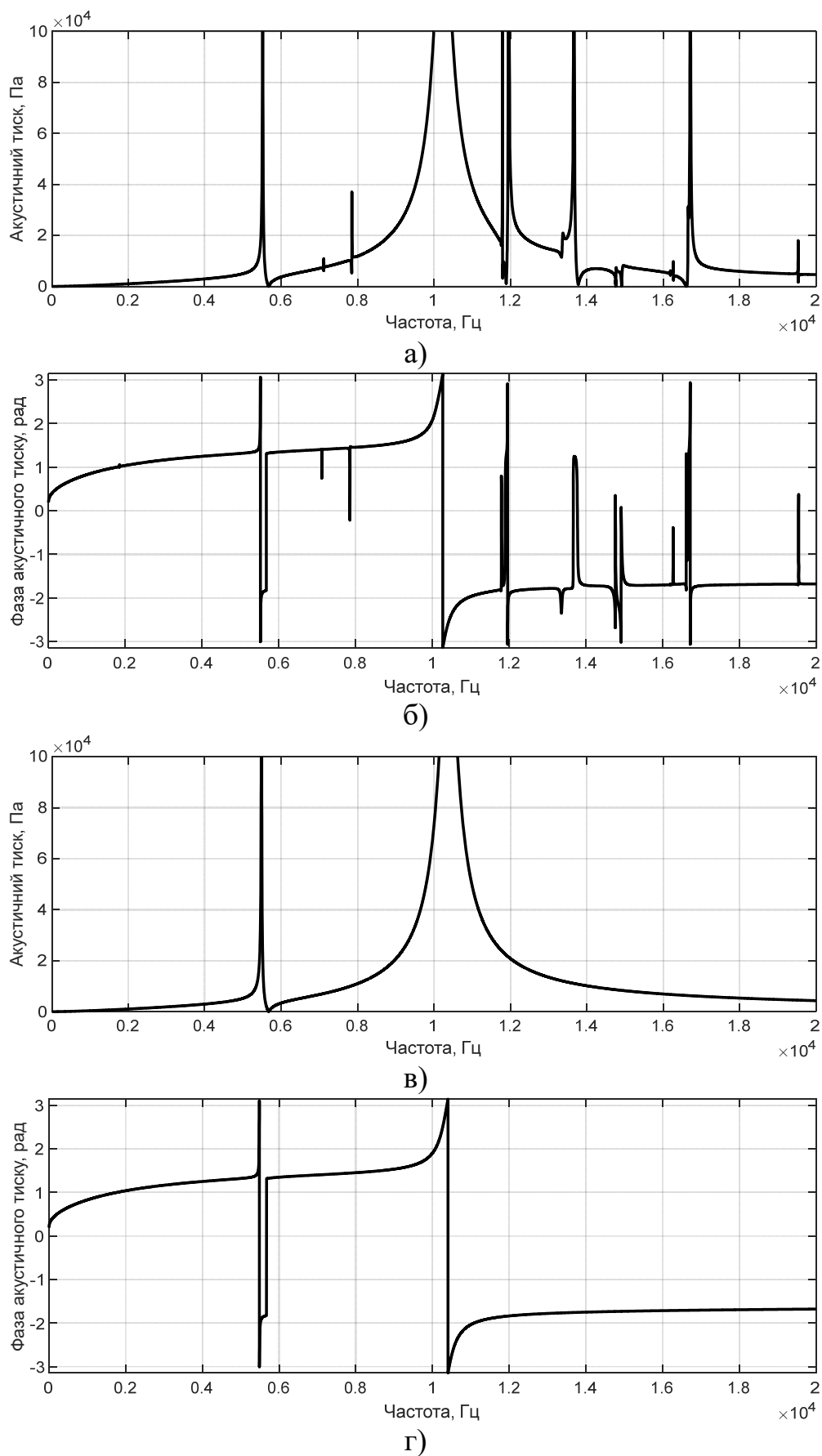


Рис.3.25 Частотні залежності амплітуд (а,в) і фаз (б,г) акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $r_0 = 0,068\text{ м}$, $h = 0,012\text{ м}$, $l_{00r} = 2a_0(a, б); 0(в, г)$.

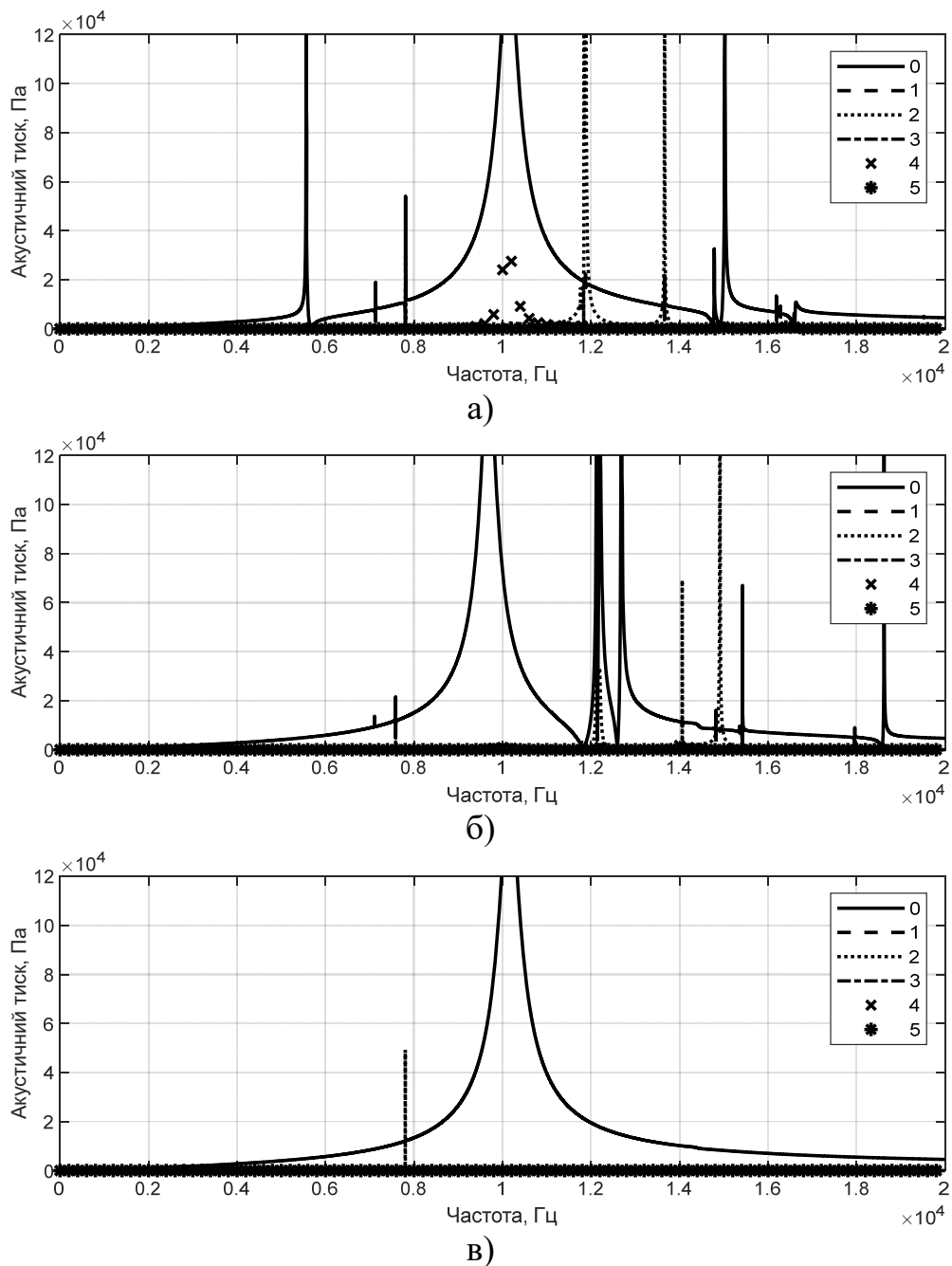


Рис.3.26 Частотні залежності амплітуд модових складових акустичного тиску на поверхні екранованого випромінювача при $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в); $r_0 = 0,068\text{ м}$; $h = 0,012\text{ м}$.

3.6 Експериментальні дослідження акустичних полів циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном.

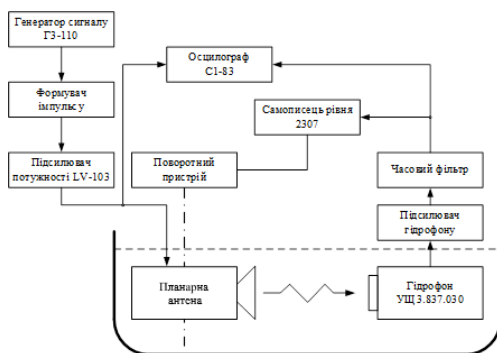
Для підтвердження відповідності розрахункової моделі реальним особливостям випромінювача з внутрішнім екраном були проведені експериментальні дослідження деяких параметрів такого випромінювача та

порівняння їх з даними, отриманими у ході розрахунків. Макет являє собою циліндричний п'єзокерамічний випромінювач, активні елементи якого мають окружну поляризацію, склад п'єзокераміки ТБК-3, геометричні розміри: радіус $r_1 = 150 \text{ мм}$, висота $H = 100 \text{ мм}$ та товщина $h = 15 \text{ мм}$. Експеримент був проведений з декількома акустичними екранами розмірами $0.5r_0$ та $0.2 r_0$, при цьому відстань між екраном і стінкою оболонки становила 3мм. Електричне збудження здійснювалося напругою $U = 200 \text{ В}$ на частотах $f = 3, 4, 5, 6 \text{ кГц}$. Зображення макету та лабораторного стенду та приладів вимірювання представлені на рис.3.27 та 3.28. Головним досліджуваним параметром були нормовані кутові залежності акустичного тиску випромінювача в дальній зоні.

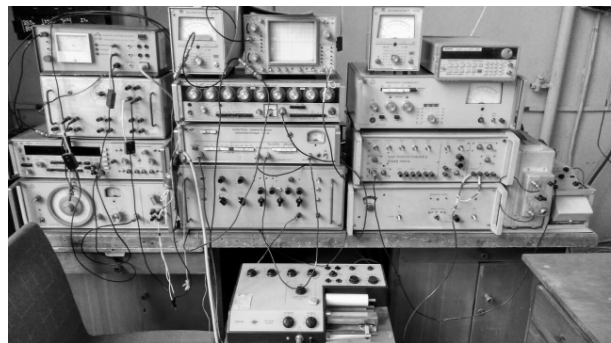
Експеримент був проведений в ДП «КНДІ гідроприладів» у заглушеному акустичному басейні. Вимірювання проводились згідно до ОСТ5.8361-86. Кількість проведених незалежних вимірювань становить 10. Середньоквадратична похибка вимірювань кутових залежностей склала 0,07 при вірогідності 0,95. Результати експерименту та розрахунків наведені на рис.3.29-3.32.



Рис. 3.27. П'єзокерамічний циліндричний випромінювач з внутрішнім екраном



а)



б)

Рис. 3.28. Схема вимірювального стенду (а) та його вигляд (б)

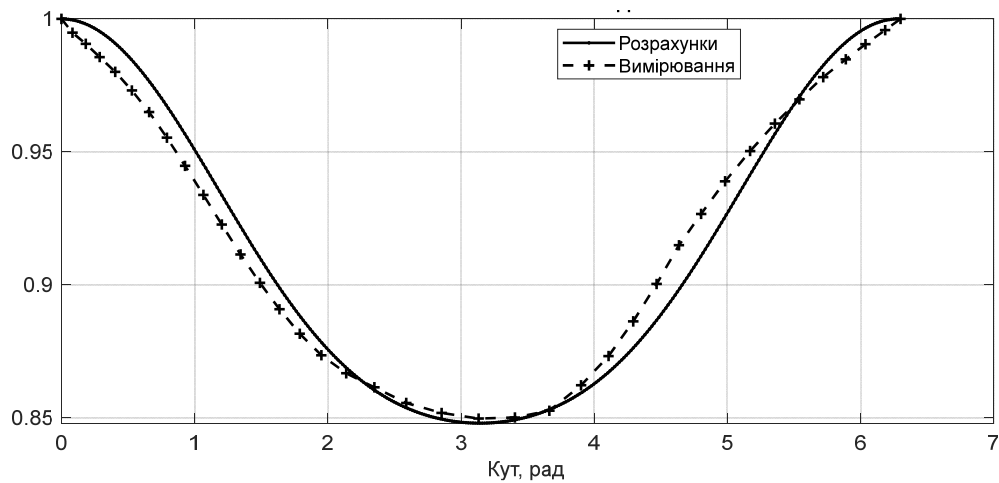


Рис. 3.29 Кутові залежності амплітуди акустичного тиску циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном радіусом $a_0=0.2r_0$ та на частоті $f = 3$ кГц

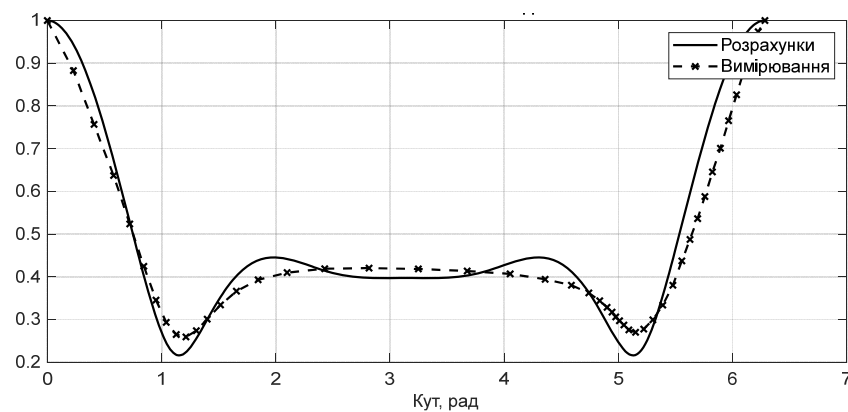


Рис. 3.30 Кутові залежності амплітуди акустичного тиску антени в дальньому полі циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном радіусом $a_0=0.2r_0$ на частоті $f = 4$ кГц

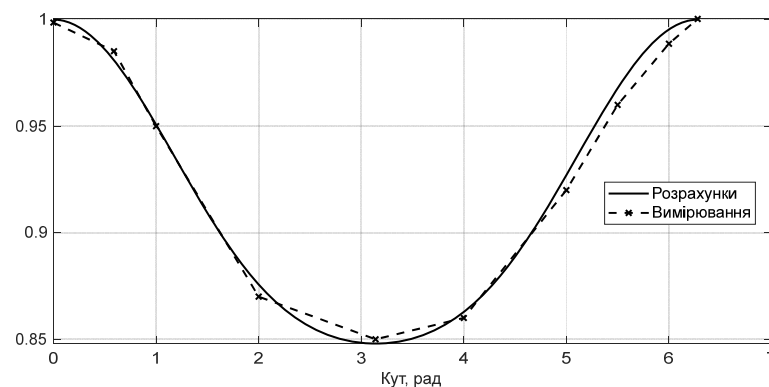


Рис. 3.31 Кутові залежності амплітуди акустичного тиску антени в дальньому полі циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном радіусом $a_0=0.5r_0$ на частоті $f = 5$ кГц

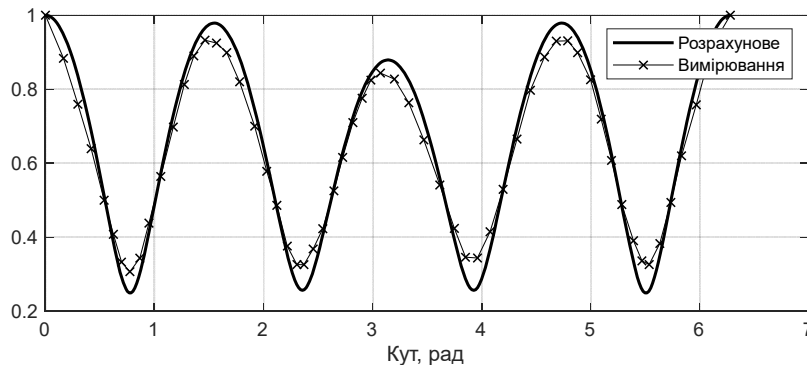


Рис. 3.32 Кутові залежності амплітуди акустичного тиску циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з внутрішнім екраном радіусом $a_0=0.5r_0$ на частоті $f = 6$ кГц

Виходячи із наведених даних, можливо зробити висновки, що запропонована розрахункова модель може бути використана при проектуванні циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішнім екраном.

Висновки до розділу 3

Досліджені властивості акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішнім екраном з урахуванням зв'язку між електричними, механічними та акустичними полями при перетворенні енергії, взаємодії елементів випромінювача при формуванні енергії в оточуючих середовищах і взаємодії процесів перетворення енергії і її формування в середовищах.

Названі дослідження акустичних полів направлені на встановлення закономірностей їх поведінки в залежності від конструктивних характеристик їх побудови випромінювачів: розмірів і розміщення внутрішніх екранів; складу застосованої в конструкції п'єзокераміки; фізичних характеристик рідини, що заповнює внутрішній об'єм випромінювача; розмірів п'єзокерамічної оболонки випромінювача.

Встановлено, що в формуванні закономірностей поведінки акустичних полів випромінювачів з внутрішнім екраном з урахуванням названих вище взаємодій визначальну роль грають такі фізичні фактори як резонансні властивості п'єзокерамічної оболонки та внутрішнього об'єму випромінювача з екраном і ступінь асиметрії його побудови. Саме вони створюють умови для появи стоячих хвиль, пов'язаних з нульовою модою коливань п'єзокерамічної оболонки, та

складових акустичного поля, утворених наступними за нульовою заново генерованими модами механічного поля екранованого випромінювача.

Основні закономірності впливу цих фізичних особливостей на акустичні поля екранованого випромінювача полягають в збагаченні спектру його власних частот і значному поширенні їх в область низьких частот порівняно з власною частотою п'єзокерамічної оболонки в вакуумі без змін розмірів екранованого випромінювача. Кількісні значення цих змін в величинах нових акустичних резонансів та амплітуд акустичного тиску є різними в залежності від характеристик того чи іншого конструктивного фактора.

Практичне значення набувають результати досліджень направлених властивостей екранованих випромінювачів. Встановлено, що в областях максимального випромінювання звуку, обумовлених власними резонансами внутрішнього об'єму випромінювача, не змінюються його ненаправлені властивості. В той же час на частотах максимального випромінювання, обумовлених акустичними складовими заново генерованих завдяки асиметрії побудови випромінювача мод коливань, це випромінювання набуває суттєвої направленості. При цьому основна частина акустичної енергії формується в напрямі, протилежному напрямку розміщення внутрішнього екрану.

Розділ 4. Властивості електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від особливостей їх конструктивного виконання.

4.1 Параметри досліджуваних електричних полів.

Сучасна гідроакустична апаратура має дві складові компоненти електричну і електроакустичну. Для діапазонів частот, в яких вона працює, має місце дві фізичні особливості. Ці особливості пов'язані з різною довжиною електричних і механічних хвиль на одних і тих же робочих частотах, оскільки швидкості поширення їх в одних і тих же середовищах відрізняються на декілька порядків. Оскільки розміри випромінювача порівняні з довжиною механічних хвиль, то випромінювач з точки зору механічних і акустичних полів відноситься до пристроїв з розподіленими параметрами.

Наслідком наведеної хвильової різниці є різний вибір досліджуваних параметрів електричних полів випромінювачів. Цей вибір обумовлено існуючими підходами до проектування випромінюючих трактів електроакустичної апаратури. Для забезпечення ефективної роботи цих трактів електрична їх компонента у вигляді електронного генератора сигналів повинна бути узгоджена з електроакустичною компонентною у вигляді гідроакустичного випромінювача.

Звичайно при проектуванні таке узгодження здійснюється за допомогою електричних схем заміщення випромінювачів. Такі схеми є багатоконтурними, що включають в себе змінні параметри, і спрощені одноконтурні (рис.4.1)

Аналіз наведених схем (рис.4.1) показує, що їх основу для п'єзокерамічного випромінювача складають ємність C_n та опір R_n . Ємність C_n обумовлює споживання значного ємнісного струму. Її вплив може бути зменшеним введенням до складу схеми компенсуючої індуктивності L_k . Активний опір R_n має дві складові.

Перша складова визначає ту потужність, яку випромінюючий тракт посиляє в оточуюче випромінювач середовище. Друга складова дає уяву про ті втрати енергії,

що обумовлені процесами перетворення електричної енергії спочатку в механічну, а потім в акустичну енергію.

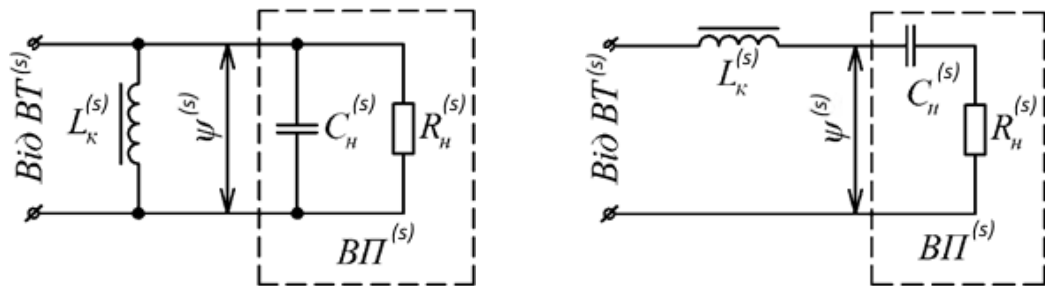


Рис. 4.1. Електричні схеми заміщення випромінювача.

Як відомо [23,101,102], максимальну ефективність електроакустичний випромінюючий тракт має в тому випадку, коли вихідний опір його електронного генератора дорівнює вхідному електричному опору випромінювача. Звідси витікає принципова необхідність знання цього параметру випромінювача.

Гідроакустичний випромінювач є складним пристроєм, в якому поєднується електрична і механічна частини. Його електрична частина представлена в схемах рис.4.1 [37] ємністю і опором діелектричних втрат в загальмованому стані п'єзокерамічного випромінювача. Механічна частина в електричній схемі [37] представлена динамічним опором Z_H , який відображає вплив електрострикції п'єзокераміки на електричну частину випромінювача. Цей опір теж має дві складові активну і реактивну.

Виходячи з наведеного, в якості характеристик електричного поля, які слід дослідити, приймемо наступні:

- активну і реактивну складові електричного струму, збуджуючого випромінювач;
- активну і реактивну складові вхідного електричного опору випромінювача.

Електричний струм дає уяву про ефективність збудження коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача [14-16, 27,37,98,99].

Визначимо аналітичні співвідношення, на основі яких можливо одержати чисельні значення названих електричних характеристик і їх залежності від частоти

збуджуючого сигналу. У випадку окружної поляризації випромінювача його п'єзокерамічна оболонка виконується у вигляді паралельного з'єднання N п'єзокерамічних призми. Тому повний струм збудження випромінювача J становить суму струмів J_j у зовнішньому ланцюзі збудження j -тої призми:

$$J = \sum_{j=1}^N J_j \quad (4.1).$$

При цьому напруженість електричного поля в кожній із призми становить $E_\varphi = \frac{-\Psi_0 N}{2\pi r_0}$ і однакова для всіх призми оболонки. Результати досліджень акустичних і механічних полів екранованих випромінювачів, викладені в попередніх розділах, свідчать про те, що введення до складу випромінювача внутрішнього екрану і його асиметричне розміщення відносно п'єзокерамічної оболонки руйнує радіальну симетрію випромінювача і обумовлює появу в його механічному полі наступних за нульовою мод коливань. При цьому на окремих частотах амплітуди коливальних швидкостей поверхонь випромінювачів на додатково генерованих модах порівнянні або навіть значно перевищуються амплітуду коливальної швидкості нульової моди. Це обумовило порушення однорідності кутового розподілу коливальної швидкості випромінювача по поверхні його п'єзокерамічної оболонки. В свою чергу таке порушення однорідності приводить до того, що величина струму, забезпечуючого коливання кожної призми, стала залежною від її кутового положення в п'єзокерамічній оболонці випромінювача. Тоді вираз (4.1) набуває вигляду:

$$J = S_{el} \sum_{j=1}^N \frac{\partial D_\varphi^{(j)}}{\partial t} \quad (4.2)$$

Тут S_{el} – площа електрода на одиницю висоти оболонки на плоскій поверхні призми; $D_\varphi^{(j)}$ – електрична індукція j -тої призми.

При окружній поляризації циліндричної оболонки радіальна $D_r^{(j)}$, осьова $D_z^{(j)}$, і окружна $D_\varphi^{(j)}$ складові електричної індукції j -тої призми мають вигляд [15,27,75]:

$$D_r^{(j)}=0; D_z^{(j)}=0; D_\varphi^{(j)} = \varepsilon_{33}^{s(j)} E_\varphi^{(j)} + e_{31}^{(j)} (\varepsilon_{rr}^{(j)} + \varepsilon_{zz}^{(j)}) + e_{33}^{(j)} \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(j)}, \text{ де } \varepsilon_{rr}^{(j)} = \frac{\partial W}{\partial r}; \varepsilon_{zz}^{(j)} = 0; \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(j)} = \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \frac{W}{r}.$$

З урахуванням цих виразів повний струм (4.2) збудження екранованого випромінювача на одиницю його висоти має вигляд:

$$I = -i\omega S_{el} \left\{ -\varepsilon_{33}^s \frac{\Psi_0 N^2}{2\pi r_0} + \frac{e_{33}}{r_0} \sum_{j=1}^N \left[\sum_n i n U_n e^{in \frac{2\pi j}{N}} + \sum_n W_n e^{in \frac{2\pi j}{N}} \right] \right\} \quad (4.3)$$

При цьому врахована однаковість електричних параметрів всіх призм, що утворюють оболонку : $\varepsilon_{33}^{s(j)} = \varepsilon_{33}^s$; $e_{33}^{(j)} = e_{33}$. Для визначення вхідного електричного імпедансу випромінювача з внутрішнім екраном скористаємося законом Ома:

$$Z_{el} = \frac{\Psi_0}{I} \quad (4.4)$$

Аналіз виразу (4.3) математично підтверджує наявність в струмі збудження випромінювача двох складових. Перший доданок визначає ємнісну складову струму, другий – динамічну.

У випадку радіальної поляризації випромінювача з внутрішнім екраном його п'єзокерамічна оболонка являє собою циліндр, на криволінійні поверхні якого нанесені електроди. Тоді електричний струм збудження його можливо розрахувати згідно з виразом:

$$I = \int_{S_{el}} \frac{\partial D_r}{\partial t} dS_{el} \quad (4.5)$$

В виразі (4.5) $dS_{el} = r_0 d\varphi$ елемент площі електрода на одиницю висоти, D_r електрична індукція при радіальній поляризації циліндричної п'єзокерамічної оболонки [14-16,27,37]. При нескінченній висоті оболонки складові індукції визначаються наступним чином:

радіальна $D_r = \varepsilon_{33}^s E_r + e_{31}(\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) + e_{33}\varepsilon_{rr}$; осьова $D_z = 0$; окружна $D_\varphi = 0$;

$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial W}{\partial r}$; $\varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \frac{W}{r}$; $\varepsilon_{zz} = 0$. Напруженість електричного поля при радіальній

поляризації визначається рівнянням $E_\varphi = \frac{-\Psi_0}{h}$.

З урахуванням наведеного повний струм в зовнішньому ланцюзі випромінювача з внутрішнім екраном та радіальною поляризацією визначається співвідношенням:

$$I = -i\omega \int_0^{2\pi} \left[-\varepsilon_{33}^s \frac{\Psi_0}{h} + \frac{e_{31}}{r_0} \left[\sum_n i n e^{-in\varphi} U_n + \sum_{n=1}^{\infty} i n e^{-in\varphi} W_n \right] \right] r_0 d\varphi \quad (4.6)$$

Вхідний електричний імпеданс такого перетворювача теж відповідає закону Ома.

Аналіз виразу (4.6) показує, що i в цьому випадку струм збудження випромінювача складається із ємнісної і динамічної частин.

В вирази (4.3) і (4.6) для повного струму входять коефіцієнти U_n і W_n , які визначають в результаті розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь (1.2) для екранованих випромінювачів з окружною поляризацією і (1.3) для таких випромінювачів з радіальною поляризацією.

Проаналізуємо тепер існуючий стан висвітлення результатів дослідження електричних полів п'єзокерамічних випромінювачів в опублікованій літературі. Наперед всього зауважимо, що проблема узгодження електронних генераторів з гідроакустичними випромінювачами в випромінюючих трактах електроакустичної апаратури різного призначення до цього часу не знайшла свого розв'язку. І тому є кілька причин.

По-перше, для забезпечення ефективного випромінювання вихідний опір електронного генератора повинен бути рівним вхідному опору п'єзокерамічного випромінювача. Але, як було показано вище, вхідний імпеданс п'єзокерамічного випромінювача має дві складові. Ємнісна складова являє собою реактивний опір ємнісного характеру, який обумовлений статичною ємністю п'єзокераміки як діелектрика. Динамічна складова обумовлена електрострикцією п'єзокераміки і теж має дві складові активну і реактивну. Особливістю цих обох складових є їх значна частотна залежність. При цьому реактивна складова динамічного опору зі змінною частоти змінює не тільки величину, але й характер цього опору. Цей характер може бути різним в різних діапазонах частот [31,34-36,55-70,76]. Описана поведінка частотної залежності вхідного опору п'єзокерамічних випромінювачів, з одної сторони, суттєво ускладнює, а іноді і унеможлиблює, технічну реалізацію узгоджувачів пристроїв між електронним генератором і п'єзокерамічним випромінювачем. З іншої сторони, вона суттєво ускладнює умови функціонування самого електронного генератора при підключенні його безпосередньо до випромінювача. На сьогодні не вдалося знайти такі схеми побудови збуджувачів генераторів, які змогли б витримати задовільно ті складні зміни вхідного електричного опору, які має п'єзокерамічний випромінювач [10-12].

По-друге, до сьогоднішнього дня практично були відсутні розрахункові співвідношення, які дозволяли б на етапі проектування електронних генераторів дати більш реальну схему електричного заміщення п'єзокерамічного випромінювача, на який буде працювати цей генератор. Ці співвідношення існують лише для розрахунків ємнісної частини вхідного опору [37,92,93]. Одержання розрахункових даних по динамічній частині електричного опору п'єзокерамічних випромінювачів пов'язано з необхідністю розв'язку задач випромінювання звуку п'єзокерамічними випромінювачами або системами їх з урахуванням взаємодії фізичних полів при перетворенні енергії і акустичної взаємодії елементів випромінювачів і систем їх. На сьогодні методичні основи виконання розрахунків електричних полів методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях створені для циліндричних випромінювачів з зовнішніми екранами [31,34-36,55-60,86,87], та планарних систем циліндричних випромінювачів [76].

Тому метою досліджень, результати яких представлені в цьому розділі, є розробка теоретичних засад розрахунків електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми акустично м'якими екранами. Для цього необхідно встановити закономірності змін властивостей електричних полів таких випромінювачей в залежності від:

- розмірів конструкцій екранів та їх розміщення всередині випромінювачів;
- фізичних характеристик рідин, що заповнюють випромінювачі;
- розмірів п'єзокерамічних оболонок випромінювачів (діаметру і товщини);
- складу застосованої п'єзокераміки та виду її поляризації.

4.2 Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструктивного виконання їх внутрішніх екранів.

Визначимо закономірності поведінки електричних полів п'єзокерамічних циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від розмірів екранів та характеру їх розміщення всередині випромінювача.

Розрахунки параметрів, визначених в попередньому підрозділі, по наведеним там формулам проведемо для наступних значень характеристик випромінювачів: $r_0 = 0,068 м$; $h = 0,008 м$; $N=48$; п'єзокераміка складу ЦТБС-3;

$$a_0 = 0.2r_0 ; 0.5r_0 ; 0.9r_0 \quad \rho_1 c_1 = 1,5 \cdot 10^6 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}; \psi_0 = 200 \text{В}; r_2 - a_0 - l_{00} = 0.003 \text{м}.$$

Систематизований аналіз широких чисельних експериментів для випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від розмірів екранів представлені на рис.4.2÷4.3. Зауважимо, що при виконанні всіх цих розрахунків відстань між поверхнями оболонки та екранів витримувалася незмінною.

Аналіз наведених частотних залежностей струмів в зовнішньому ланцюзі екранованого випромінювача (рис.4.2) свідчить про наступне. При всіх розмірах екранів ємнісний струм, як і повинно бути, змінюється однаково пропорційно частоті. Це обумовлено тим, що п'єзокерамічна оболонка випромінювача при цьому не підлягає ніяким змінам.

Зовсім по іншому веде себе динамічна складова повного струму. Її частотна поведінка повністю визначається розмірами екрану. При малих ($a_0 = 0,2r_0$) розмірах екрану (рис.4.2а) і утворенням завдяки цьому значним порушенням радіальної симетрії побудови випромінювача має місце різна поведінка амплітуд струму в різних частотних діапазонах. В низькочастотній дорезонансній області (0-8кГц) виникає кілька значних вузькосмугових сплесків, амплітуди яких перевищують амплітуду струму на резонансній частоті п'єзокерамічної оболонки. Частоти цих сплесків в 2 і менше разів нижчі від власної частоти оболонки. Резонансна область (8кГц-14кГц) характеризується резонансною областю п'єзокерамічної оболонки і появою кількох дуже вузькополосних сплесків. Їх амплітуди менші ніж амплітуда струму на власному резонансі оболонки, а частоти цих сплесків розміщуються вище частоти оболонки. В високочастотній післярезонансній області (вище 14кГц) амплітуда струму значно зменшується і виникають провали амплітуд до нуля.

Збільшення розмірів екрану ($a_0 = 0,5r_0$) обумовлює суттєві зміни в частотних залежностях амплітуд динамічного струму (рис.4.2б). В низькочастотній дорезонансній області резонансі сплески амплітуд зникають і має місце поступове зростання амплітуди динамічного струму, близьке до прямопропорційного. Резонансна область зазнає значних змін. Власні частота п'єзокерамічної оболонки знижується, а її резонансна область зменшується. В цій області з'являються нові резонансні сплески. Їх амплітуди порівняні з амплітудою струму на власній частоті п'єзокерамічної оболонки, а резонансі області більш вузькі порівняно з резонансною

областю оболонки, але значно більші ніж такі резонансні області при малих розмірах екранів (рис.4.2а)

В високочастотній післярезонансній області амплітуда струму значно (більш ніж на порядок) знижується. В той же час на окремих частотах виникають дуже вузькосмугові сплески амплітуд струму різної величини.

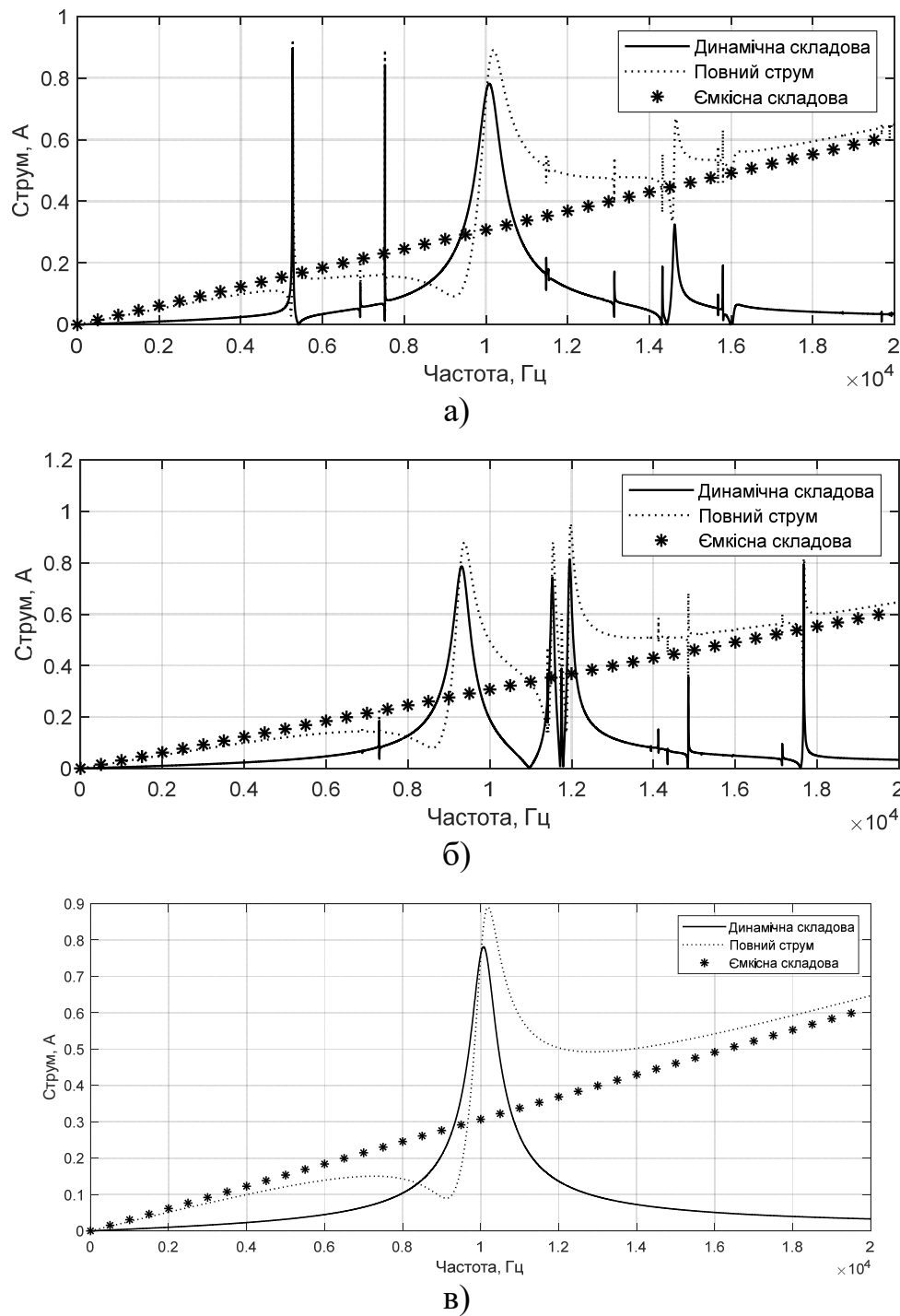


Рис.4.2 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в).

Розміщення у внутрішньому об'ємі оболонки випромінювача циліндричного екрану великих розмірів ($a_0 = 0,9r_0$) принципово (рис.4.2в) змінює описані вище закономірності в поведінці динамічного струму. Багаторезонансність у всіх частотних діапазонах зникає. Динамічний струм має лише один резонансний сплеск на частоті власного резонансу п'єзокерамічної оболонки випромінювача. Цікавим є те, що при різних розмірах екрану амплітуда динамічного електричного струму випромінювача залишається майже незмінною на власній резонансній частоті п'єзокерамічної оболонки.

Розглянемо тепер частотні закономірності повного струму збудження екранованого випромінювача. Як вже відмічалось, повний струм являє собою алгебраїчну суму ємнісного та динамічного струмів. Аналіз кривих (рис.4.2) свідчить про те, що в різних частотних діапазонах ці складові по-різному впливають на повний струм. І цей вплив, в свою чергу, залежить ще і від розмірів екрану.

В діапазоні низьких частот при середніх і великих розмірах внутрішнього екрану закономірностями поведінки повного струму керує його ємнісна складова.

В резонансній області повний струм майже повністю, за виключенням верхніх частот цього діапазону, визначається лише динамічним струмом.

І, нарешті, в області високих частот при всіх розмірах внутрішніх екранів закономірності поведінки повного струму продиктовані його ємнісною складовою.

Встановлені закономірності поведінки динамічного і повного струмів мають свою фізичну природу. Ця природа визначається зв'язаністю фізичних полів при перетворенні енергії в п'єзокерамічному випромінювачі і пов'язана з тими змінами, які здійснюються в його механічному полі під впливом взаємодії акустичних полів оболонки та екрану у внутрішньому об'ємі випромінювача.

Дійсно, при радіально симетричному електричному збудженні п'єзокерамічної оболонки енергія «закачується» в випромінювач на нульовій моді коливань оболонки. Поява багатократного обміну випромінених оболонкою звукових хвиль і відбитих хвиль від екрану та оболонки і несиметричне розміщення екрану всередині оболонки зруйнували радіальну симетрію внутрішнього акустичного поля випромінювача. Це обумовлює принципові зміни в механічному полі

випромінювача, які полягають в генерації нових, наступних з нульовою, мод коливань і виникненні при певних умовах стоячих хвиль нульової моди коливань. Природньо, що під дією цих факторів, які по-різному ведуть себе на різних частотах, частотна залежність нульової моди значно змінюється порівняно з радіально симетричним акустичним навантаженням циліндричного випромінювача. А оскільки при вибраній схемі організації електричного збудження випромінювача енергія «закачується» в його механічне поле тільки на нульовій моді коливань, то частотні зміни в поведінці нульової моди знаходять своє відображення в частотних залежностях збуджуючого електричного струму. Це підтверджується співставленням графіків рис. 4.2 і 2.2. Як бачимо, при всіх розмірах екранів має місце повне співпадіння частотних залежностей амплітуд коливальної швидкості випромінювача на нульовій моді коливань і динамічної складової повного струму.

Як уже відмічалось, електричний струм характеризує ефективність електромеханічного перетворення енергії. Спроможність електричного поля випромінювача ефективно сприйняти електричну енергію від електричного генератора визначається його вхідним електричним опором. Аналіз його частотних залежностей (рис. 4.3) свідчить, що вплив розмірів внутрішнього екрана на них має суттєве значення лише в діапазонах дорезонансних та резонансних частот. В діапазоні післярезонансних частот вхідні електричні опори екранованих випромінювачів мають стабільні значення з тенденцією зменшення цих значень при збільшенні частоти збудження випромінювача.

При малих значеннях a_0 (рис. 4.3а) низькочастотна область екранованого випромінювача характеризується великими значеннями повного вхідного електричного опору і зворотно пропорційним його зменшенням із збільшенням частоти збудження. В той же час слід звернути увагу на появу: по-перше, кількох частот, де цей опір набуває малих значень, і, по-друге, двох діапазонів частот розміром в (1,5 -1,8) октави з незмінним і відносно невеликим вхідним опором. Резонансна область при таких величинах a_0 має два частотні діапазони з різко відмінними (більше ніж на порядок), але стабільними по частоті в цих піддіапазонах значеннями повного вхідного електричного опору. Такі особливості частотної

поведінки $|Z_{ex}|$ значно покращують можливість узгодження генератора з випромінювачем. Збільшення розмірів екрану до середніх значень ($a_0 \approx 0,5r_0$) суттєво змінює частотні залежності вхідного електричного опору випромінювача (рис. 4.3б). В низькочастотній дорезонансній області величина $|Z_{ex}|$ змінюється зворотно пропорційно частоті і має таку особливість. Ця особливість полягає в тому, що при низьких рівнях значень $|Z_{ex}|$ в цій області з'являється ряд вузькосмугових частотних діапазонів, де величина повного опору суттєво збільшується (в 3-5 разів). Перехід до екранів великих розмірів ($a_0 \approx 0,9r_0$) обумовлює зникнення всіх раніше встановлених особливостей в поведінці повного електричного опору (рис. 4.3 в). В резонансній області залишається лише один резонансний сплеск величини $|Z_{ex}|$.

Аналіз частотної поведінки активних складових повного опору показує його малі значення при екранах всіх розмірів., за винятком двох особливостей. Перша полягає в тому, що в резонансній області має місце резонансний всплеск активного опору, частота якого збільшується при збільшенні розмірів екрану. Друга особливість свідчить про те, що активний опір в низькочастотній області нижчий, ніж у високочастотній.

Аналіз частотних залежностей реактивного електричного опору свідчить про те, що саме він визначає частотну поведінку повного опору. Майже у всьому досліджуваному частотному діапазоні при всіх розмірах екранів реактивний опір має ємнісний характер. Виключення становлять вузькі частотні діапазони в низькочастотних і резонансних областях при малих і середніх розмірах екранів (рис. 4.3 а, б). В цих діапазонах ємнісний характер опору змінюється на індуктивний.

Визначимося тепер із закономірностями змін параметрів електричного поля випромінювача при зміні характеру розміщення його екрану відносно п'єзокерамічної оболонки. Відповідні розрахунки здійснювалися для наведених вище характеристик випромінювачів при умові, що $a_0 = 0,2r_0$, а $l_{oo'}$ приймає значення $2a_0$ і 0. Результати цих розрахунків наведені на рис 4.4 і 4.5.

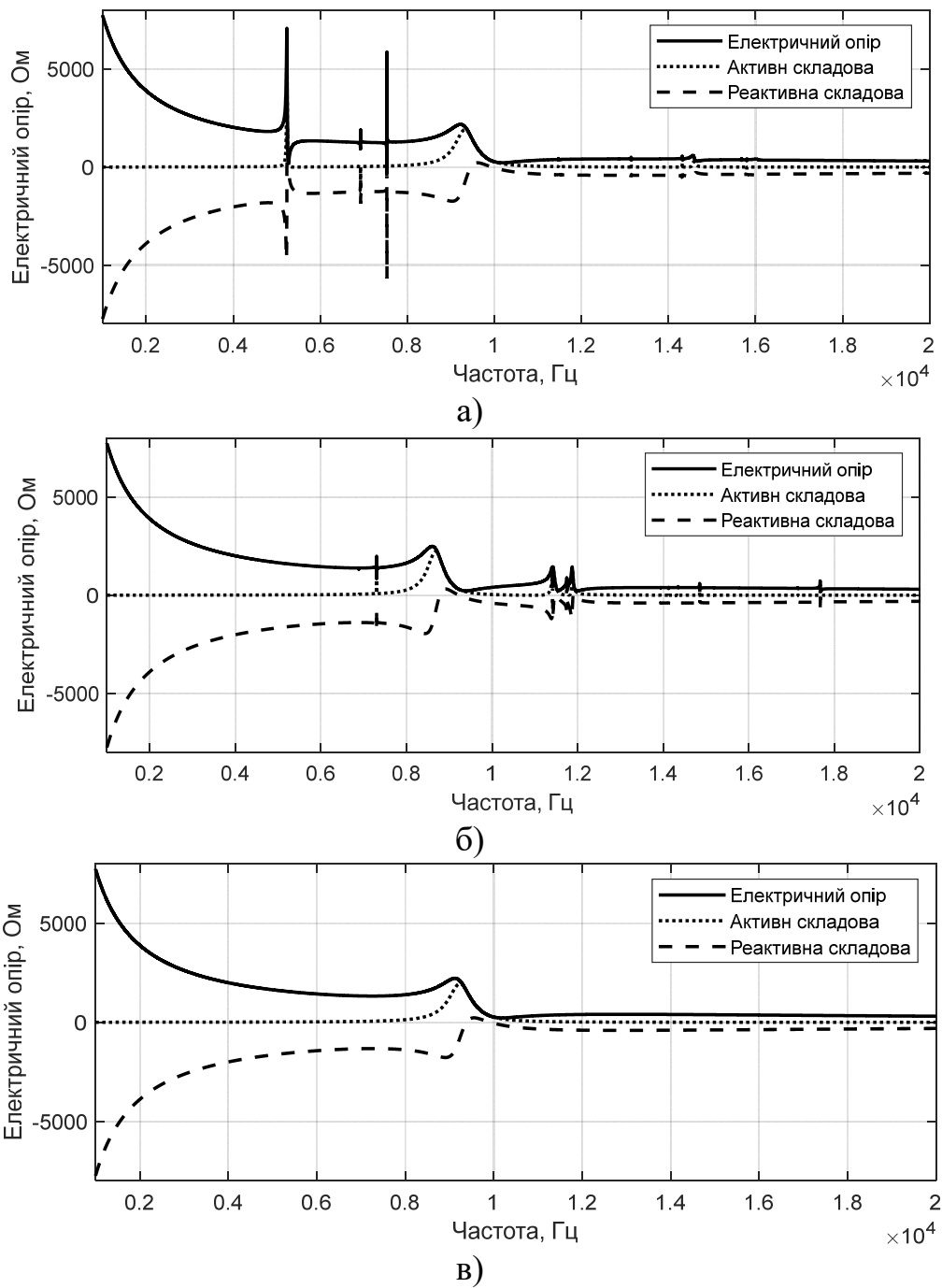


Рис. 4.3 Частотні залежності активного, реактивного і повного вхідних електричних опорів екранованих випромінювачів при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в).

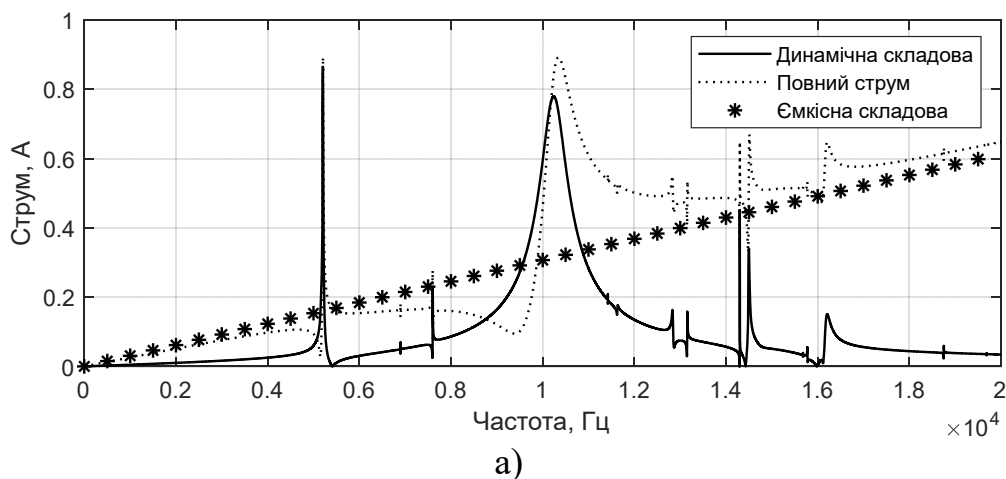
Аналіз графіків рис.4.4 та 4.2 свідчить про те, що при зміні характеру розміщення екрану в оболонці динамічна складова і повний струм збудження зазнають значних змін в своїх частотних залежностях. Ємнісний струм при цьому закономірно залишається незмінним.

В дорезонансній області зменшення величини $a_{l_{oo'}}$ обумовлює спочатку зменшення (рис.4.4а), а потім і повне зникнення (рис.4.4б) ряду сплесків амплітуд струму. При цьому сплеск, обумовлений виникненням стоячої хвилі між екраном і протилежною йому по найбільшій відстані ділянкою внутрішньої поверхні п'єзокерамічної оболонки, змінюється мало.

Найбільших змін набуває резонансна область. В цій області із зменшенням відстані $l_{oo'}$ сплески амплітуд динамічного і повного струмів значно (в 5-10 разів) зменшуються і повністю зникають (рис.4.4б) при співпадинні поздовжніх вісей оболонки та екрану. Деяких змін набуває і післярезонансна область. Ці зміни полягають у збільшенні кількості сплесків амплітуд струмів при зменшенні відстані $l_{oo'}$ (рис.4.4а) і повному їх зникненні (рис.4.4б) при співпадинні названих вище вісей.

Наведені результати досліджень свідчать про те, що змінюючи характер розміщення одного і того ж екрану у внутрішньому об'ємі п'єзокерамічної оболонки випромінювача можливо в певних межах управляти ефективністю випромінювання перетворювачів з внутрішніми екранами без змін габаритних розмірів електроакустичних частин локаційних пристроїв.

Визначимося тепер з можливостями управління узгодженням генератора з екранованим випромінювачем шляхом зміни положення внутрішнього екрану.



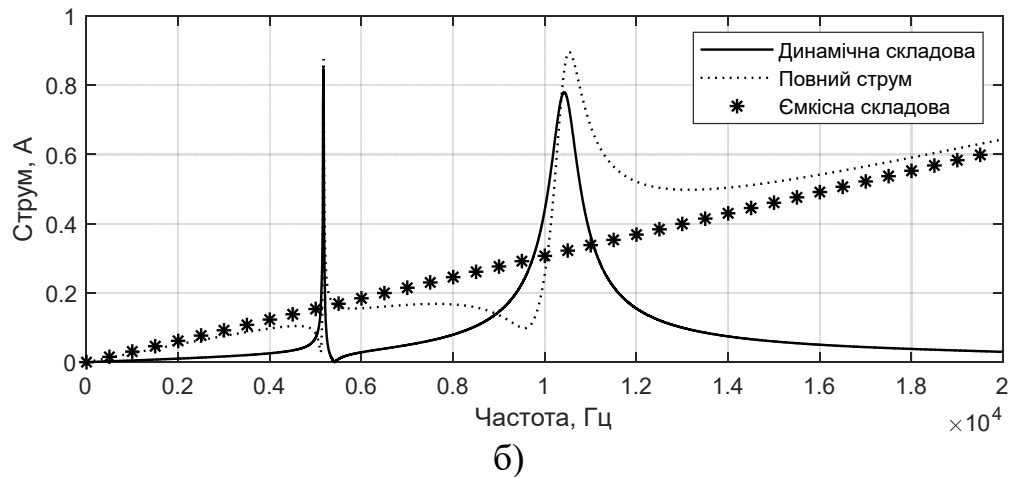


Рис.4.4. Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача для відстаней $l_{oo'}$ між вісями оболонки та екрану $l_{oo'} = 2a_0$ (а); 0 (б).

Для цього проаналізуємо графіки рис.4.3 і 4.5. Їх співставлення між собою показує, що зміна відстані $l_{oo'}$ має незначний вплив на повний вхідний опір екранованого випромінювача лише в незначному діапазоні частот. Цей діапазон охоплює верхню частину низькочастотної і нижню частину резонансної областей. Зміни $|Z_{ex}|$ в цьому діапазоні полягають в появі ще одного резонансного сплеска амплітуди опору. Ця амплітуда досягає великих значень при великих $l_{oo'}$, зменшується по мірі зменшення величини $l_{oo'}$ і зникає при $l_{oo'} = 0$.

Активний опір екранованого випромінювача при зміні величини $l_{oo'}$ практично не змінюється у всьому частотному діапазоні. Реактивний опір при зміні $l_{oo'}$, як і раніше, визначає частотну поведінку повного електричного опору і майже при всіх частотах має ємнісний характер. При всіх відстанях $l_{oo'}$ в низькочастотній і резонансній областях з'являються діапазони частот, дуже вузькосмугові в низькочастотній області і з широкою смугою в резонансній області, де ємнісний характер реактивного електричного опору змінюється на індуктивний. Це значно ускладнює технічну реалізацію узгодження вихідного опору генератора, збуджувача екранований випромінювач, з вхідним електричним опором цього випромінювача.

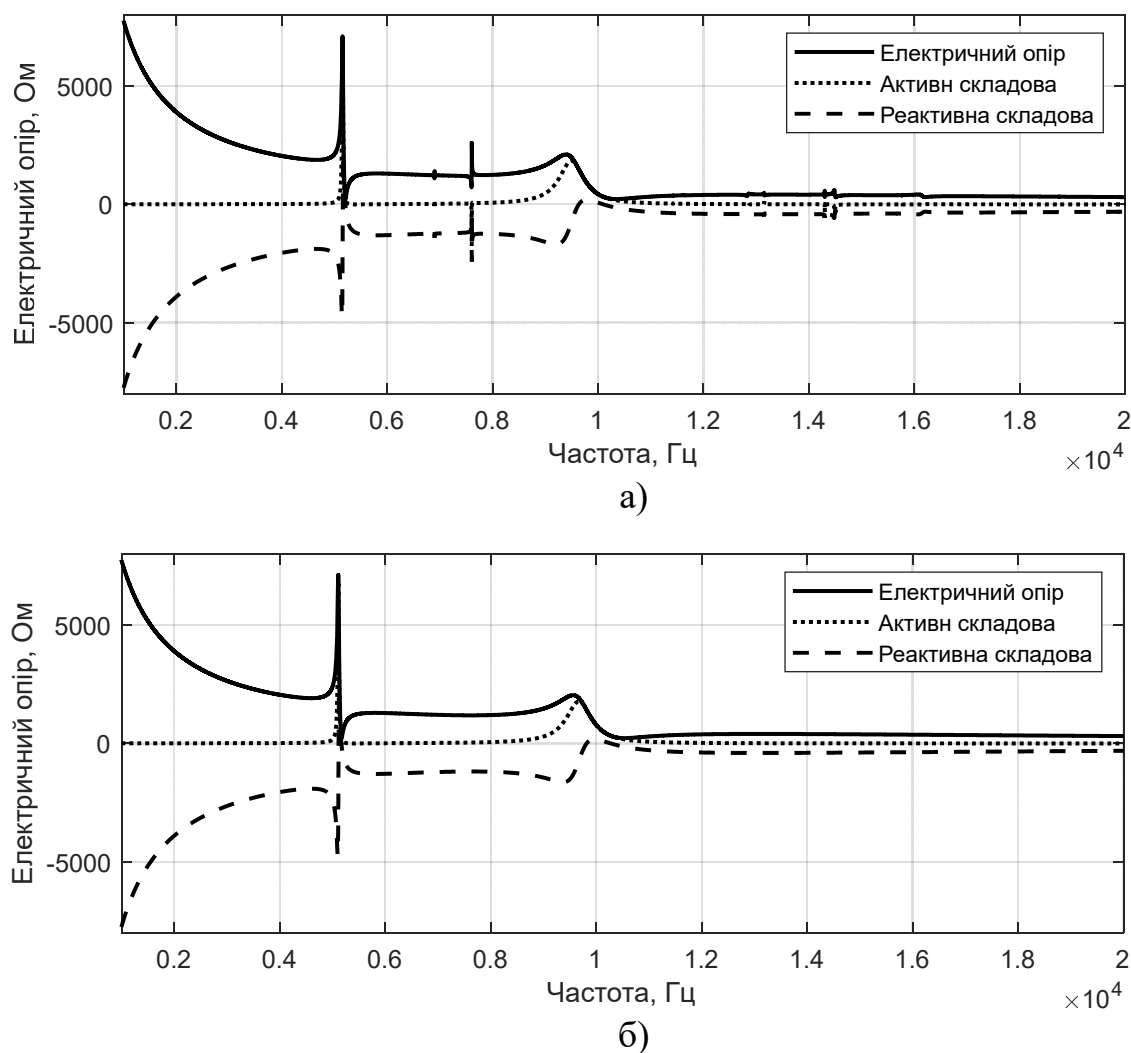


Рис.4.5. Частотні залежності активного, реактивного та повного вхідних електричних опорів екранованого випромінювача для відстаней $l_{oo'}$ між вісями оболонки та екрану $l_{oo'} = 2a_0$ (а); 0 (б).

4.3 Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від складу застосованої в конструкціях випромінювачів п'єзокераміки.

Суттєвим елементом конструкції циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з внутрішніми екранами є склад застосованої в них п'єзокераміки. Оскільки існуючі склади п'єзокераміки суттєво відрізняються між собою по своїм електрофізичним параметрам, то вибір складу визначає як ефективність перетворення енергії електричного поля в енергію механічних коливань

п'єзокерамічної оболонки, так і кількісні показники вхідних електричних опорів випромінювачів для забезпечення їх узгодження із збуджуючими екрановані випромінювачі електронними генераторами.

Розрахунки параметрів збуджуючого електричного струму та вхідних електричних опорів випромінювачів здійснювалося для тих же значень характеристик випромінювачів, що і в попередньому підрозділі. Виключення складала склади п'єзокераміки, в якості яких були вибрані ЦТС-19 і ТБК-3. Таким чином, з урахуванням результатів попереднього підрозділу досліджено вплив на електричне поле екранованого випромінювача трьох складів п'єзокераміки з дуже відмінними електрофізичними параметрами ЦТБС-3, ЦТС-19 і ТБК-3.

Аналіз частотних залежностей струму в зовнішніх ланцюгах екранованих випромінювачів з різними складами п'єзокераміки при змінах розмірів екранів дозволяє встановити наступні закономірності. При всіх складах п'єзокераміки ємнісна складова електричного струму веде себе (рис.4.2,4.6,4.7) прямо пропорційно із зростанням частоти. Більше того, оскільки діелектричні властивості п'єзокерамік складів ЦТС-19 і ТБК-3 близькі по значенню ϵ , то і кількісні значення цієї складової струму мало відрізняються між собою. Суттєвий вплив зміна складів п'єзокераміки здійснює на частотні залежності повного струму і його динамічної складової. При малих ($a_0 \approx 0,2r_0$) розмірах екранів (рис.4.6а,4.7а,4.2а) кількість заново генерованих сплесків струму залежить від застосованого складу п'єзокераміки. Для складів ЦТС-19 і ТБК-3 їх менше, ніж для п'єзокераміки ЦТБС-3. Цікаво при цьому відзначити, що при всіх складах п'єзокераміки перші і значно більші по амплітуді порівняно з амплітудою струму випромінювача на власній резонансній частоті його оболонки сплески електричного струму мають близькі по значенню частоти. Це є ще одним свідченням того, що поява цих сплесків обумовлена виникненням стоячої звукової хвилі між протилежними ділянками внутрішньої поверхні оболонок і екрану на тих частотах збудження нульової моди і на тих відстанях, де $l_{00'}$ близька до значень $0,25\lambda$, де λ довжина хвилі в рідині, що заповнює внутрішній простір екранованих випромінювачів. Оскільки розміри оболонок, екранів, відстаней, значень частоти і характеристик заповнюючої рідини при зміні складів п'єзокераміки залишаються

незмінними, то і частоти сплесків струму близькі між собою. Вплив зміни складу п'єзокераміки проявляється в цьому випадку лише

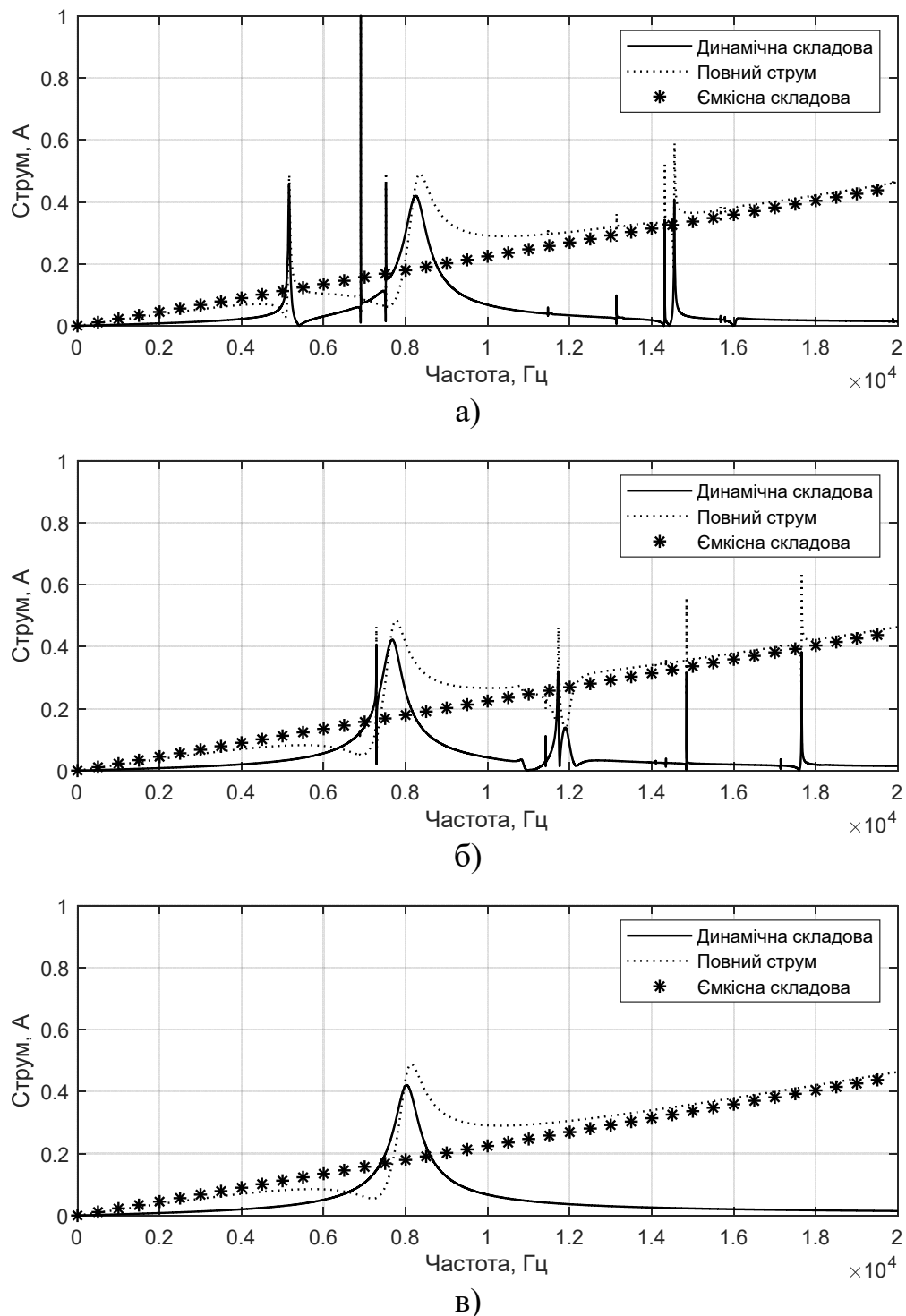


Рис.4.6 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5$ (б); $0,9$ (в) і складі п'єзокераміки ЦТС-19.

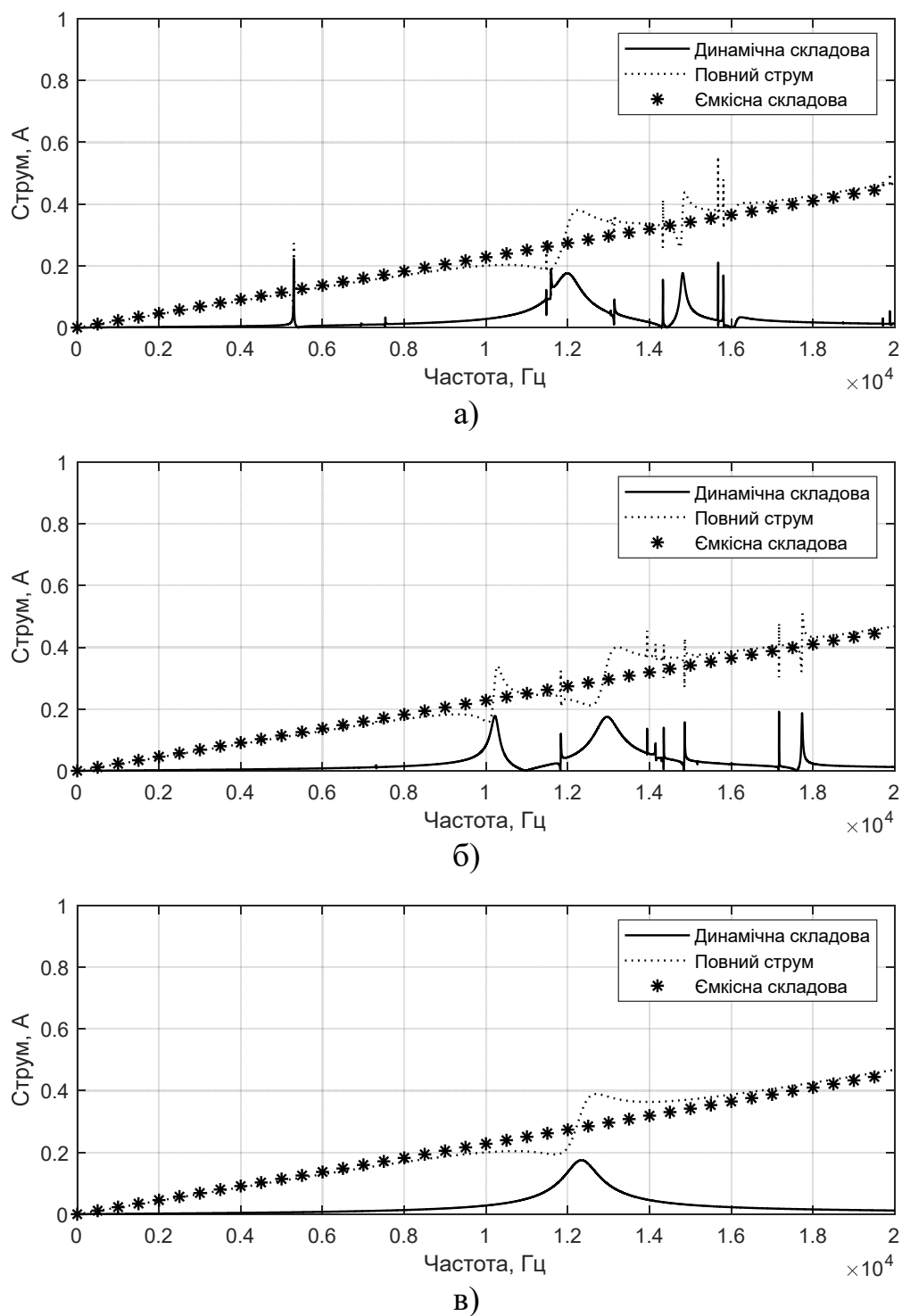


Рис.4.7 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5$ (б); $0,9$ (в) і складі п'єзокераміки ТБК-3.

на значення амплітуд сплесків. Зокрема, найменшу амплітуду сплеску струму має випромінювач, виконаний із п'єзокераміки складу ТБК-3, оскільки серед

досліджуваних складів ця п'єзокераміка має найнижчі значення електрофізичних параметрів.

Суттєві зміни частотні залежності повного і динамічної складової струмів збудження при змінах складів п'єзокераміки і розмірів екранів мають місце в резонансній області випромінювачів (рис.4.2,4.6,4.7). В цій області найбільша кількість динамічних сплесків струмів припадає на випадки побудови випромінювачів з малими і середніми розмірами екранів і складами п'єзокераміки системи ЦТС. При всіх розмірах екранів і складах п'єзокераміки системи ЦТС резонансний сплеск струму на власній частоті п'єзокерамічної оболонки зміщується в сторону більш низьких частот. Найбільше зміщення має місце при складі ЦТС-19 і середніх розмірах екрану (рис.4.6б). В той же час при складі ТБК-3 цей резонансний сплеск струму зміщується при всіх розмірах екрану навпаки в сторону більш високих частот, а максимальне зміщення має місце теж при середніх розмірах екранів (рис.4.7б). Крім того, при застосуванні п'єзокераміки системи ЦТС (рис 4.2, 4.6) в цій області при середніх величинах екранів з'являється значна кількість додаткових сплесків амплітуд струму, величини яких менші або порівняні з амплітудою струму на власній частоті п'єзокерамічної оболонки. Така ж ситуація має місце і при використанні в екранованому випромінювачі п'єзокераміки складу ТБК-3 (рис.4.7б).

В високочастотній області найбільша кількість амплітудних сплесків струму при всіх складах п'єзокераміки припадає на випромінювачі з середнім розміром екранів (рис.4.2б,4.6б,4.7б).

При великих ($a_0 \approx 0,9$) розмірах екранів при всіх складах п'єзокераміки в частотних залежностях повного і динамічного струмів має місце лише один резонансний сплеск їх амплітуди (рис.4.2в,4.6в,4.7в). При цьому склад п'єзокераміки ЦТС-19 забезпечує порівняно з іншими досліджуваними складами найнижчу резонансу частоту, а склад ТБК-3 – найвищу.

Цікаво відмітити, що із наведених результатів витікає, що при складах системи ТБК ефективність перетворення динамічного струму в механічні коливання

значно уступає ємнісному струму при всіх розмірах внутрішніх екранів. Для складів п'єзокераміки системи ЦТС має місце протилежна ситуація.

Дослідимо тепер вхідні електричні опори екранованих випромінювачів із п'єзокераміки різних складів при зміні розмірів внутрішніх екранів (рис.4.3,4.8,4.9). Природно, що встановлені вище особливості в частотних залежностях струмів екранованих випромінювачів з різними складами п'єзокераміки знайшли своє відображення і в частотних залежностях їх вхідних електричних опорів (рис.4.3,4.8,4.9). Їх аналіз показує, що частотні залежності активного вхідного опору в залежності від складу застосованої п'єзокераміки мають близький характер і відрізняються між собою значеннями величин активного опору та частот їх резонансних викидів. Останні для складів системи ЦТС мають більш низькі значення.

Суттєво відрізняються між собою в залежності від складу п'єзокераміки характери частотних залежностей реактивних опорів екранованих випромінювачів. При застосуванні в них п'єзокераміки складів ЦТС при всіх розмірах внутрішніх екранів в частотних залежностях реактивних опорів з'являються діапазони частот в низькочастотній та резонансній областях, де ємнісний характер цих опорів змінюється на індуктивний. В той же час вхідні реактивні опори екранованих випромінювачів, в яких застосована п'єзокераміка складів системи ТБК, при всіх розмірах внутрішніх екранів не змінюють характеру своєї реактивності. У всьому частотному діапазоні вона має тільки ємнісний характер, що є наслідком превалювання ємнісного струму над динамічним (рис.4.7).

Дослідимо тепер, який вплив здійснює зміна складу п'єзокераміки на електричні поля екранованого випромінювача при зміні відстані між поздовжніми вісями п'єзокерамічної оболонки та екрану. Аналіз графіків рис.4.2а, 4.6а, 4.4 та 4.10 свідчить про те, що і в досліджуваному випадку заміна складів п'єзокераміки системи ЦТС на склади системи ТБК здійснює значний вплив на збуджуючий електричний струм екранованих випромінювачів.

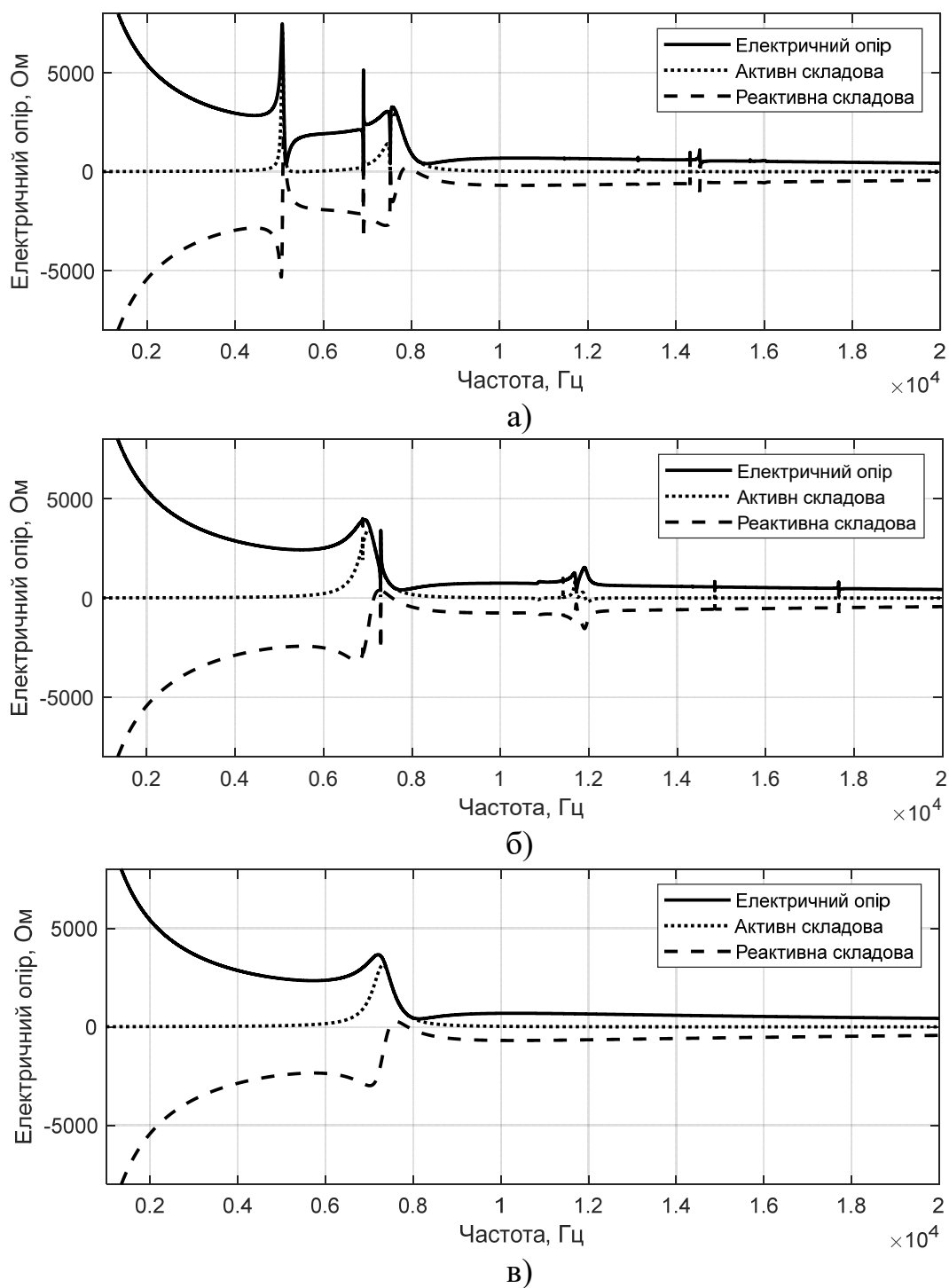


Рис.4.8 Частотні залежності активного, реактивного і повного вхідних електричних опорів екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5$ (б); $0,9$ (в) і складі п'єзокераміки ЦТС-19.

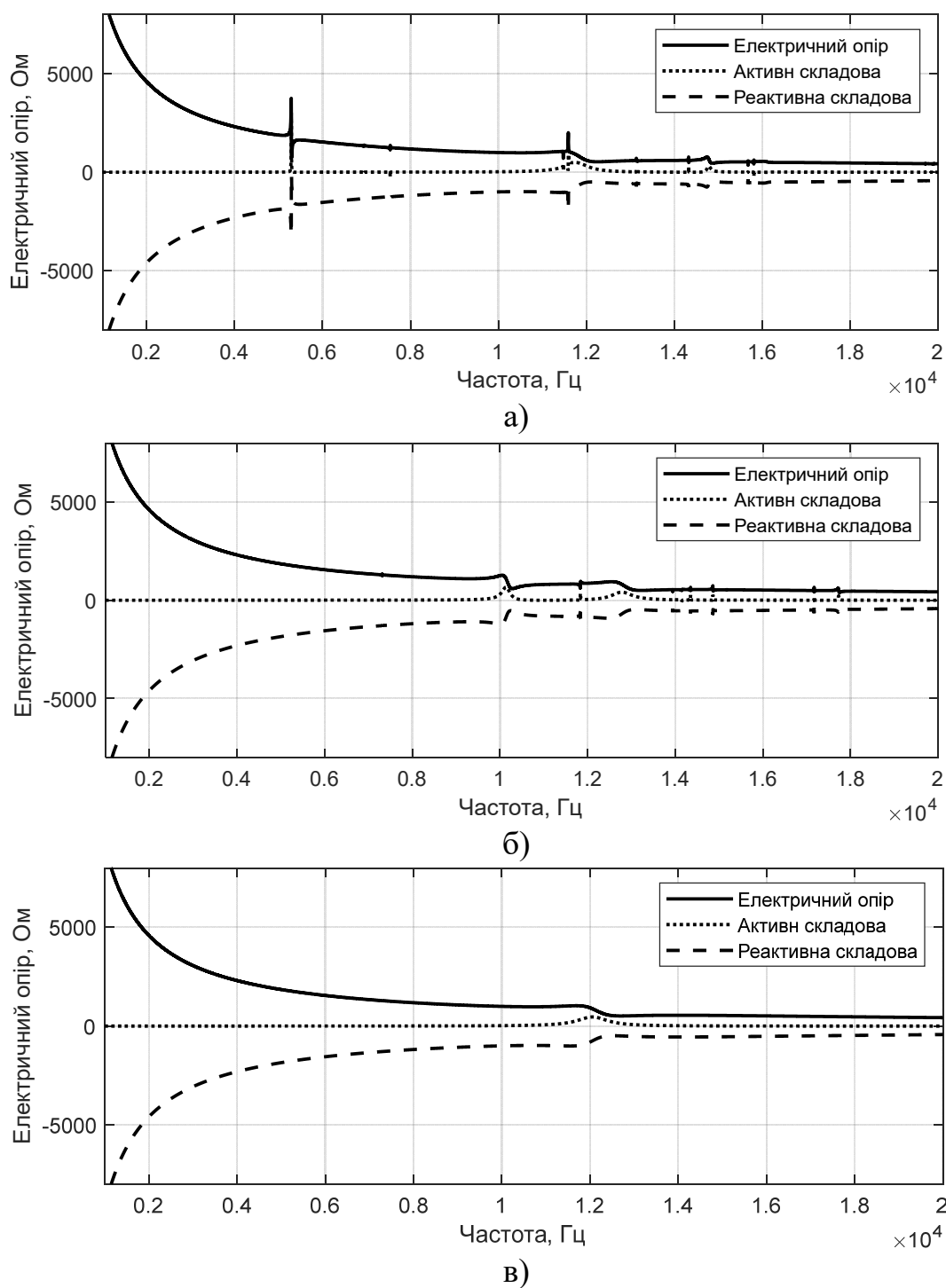


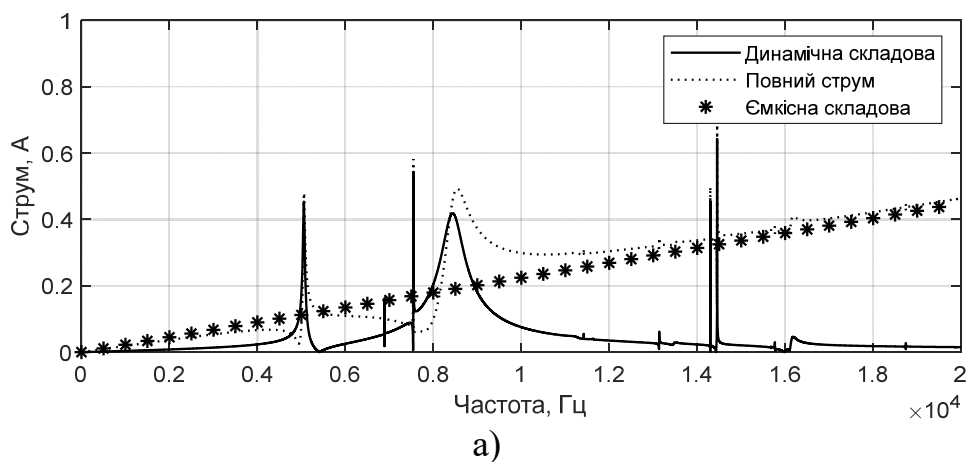
Рис.4.9 Частотні залежності активного, реактивного і повного вхідних електричних опорів екранованих випромінювачів при розмірах екранів $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5$ (б); $0,9$ (в) і складі п'єзокераміки ТБК-3.

Для складів п'єзокераміки системи ЦТС ємнісний струм мало змінює свої частотні залежності (рис.4.4,4.6а,4.10а,б) навіть в кількісних значеннях. Найбільші зміни мають місце в динамічному та повному струмах при максимальних значеннях

$l_{oo'}$. Саме при цих значеннях $l_{oo'}$ виникає найбільша кількість резонансних сплесків, що мають значні амплітуди струму в низькочастотній області (рис.4.6а).

Зменшення величини $l_{oo'}$ (рис.4.4а,4.10а) до середніх значень ($\sim 2a_0$) обумовлює зменшення резонансних амплітуд струму в цій області. І, нарешті, при співпадінні поздовжніх вісей оболонки і екрану ($l_{oo'} = 0$) в частотних залежностях струму залишається два резонансних сплески, обумовлені власним резонансом п'єзокерамічної оболонки і стоячою хвилею між цією оболонкою і екраном (рис.4.4б,4.10б). При цьому резонансна частота оболонок змінюється при зміні складу п'єзокераміки, а частота стоячої хвилі залишається незмінною. Останнє обумовлене незмінністю фізичних параметрів рідини, що заповнює внутрішній простір п'єзокерамічної оболонки.

Заміна в екранованому випромінювачі п'єзокераміки системи ЦТС на п'єзокераміку системи ТБК принципово змінює частотні залежності збуджуючого струму (рис.4.7а,4.10в,г). Ці зміни відносяться до динамічного і повного струмів і полягають в тому, що навіть при максимальних значеннях величини $l_{oo'}$ всі резонансні сплески амплітуд електричного струму виникають лише в резонансній і високочастотній областях. При цьому амплітуди динамічного струму в кілька разів, а то і на порядок нижчі за амплітуди ємнісного струму. І для цих складів п'єзокераміки при співпадінні поздовжніх вісей ($l_{oo'} = 0$) має місце два резонансних сплески амплітуд динамічного і повного струмів. Перший з них обумовлений складом п'єзокераміки, другий – появою стоячої хвилі. Цікаво зауважити, що і в цьому випадку частота стоячої хвилі не залежить від складу п'єзокераміки.



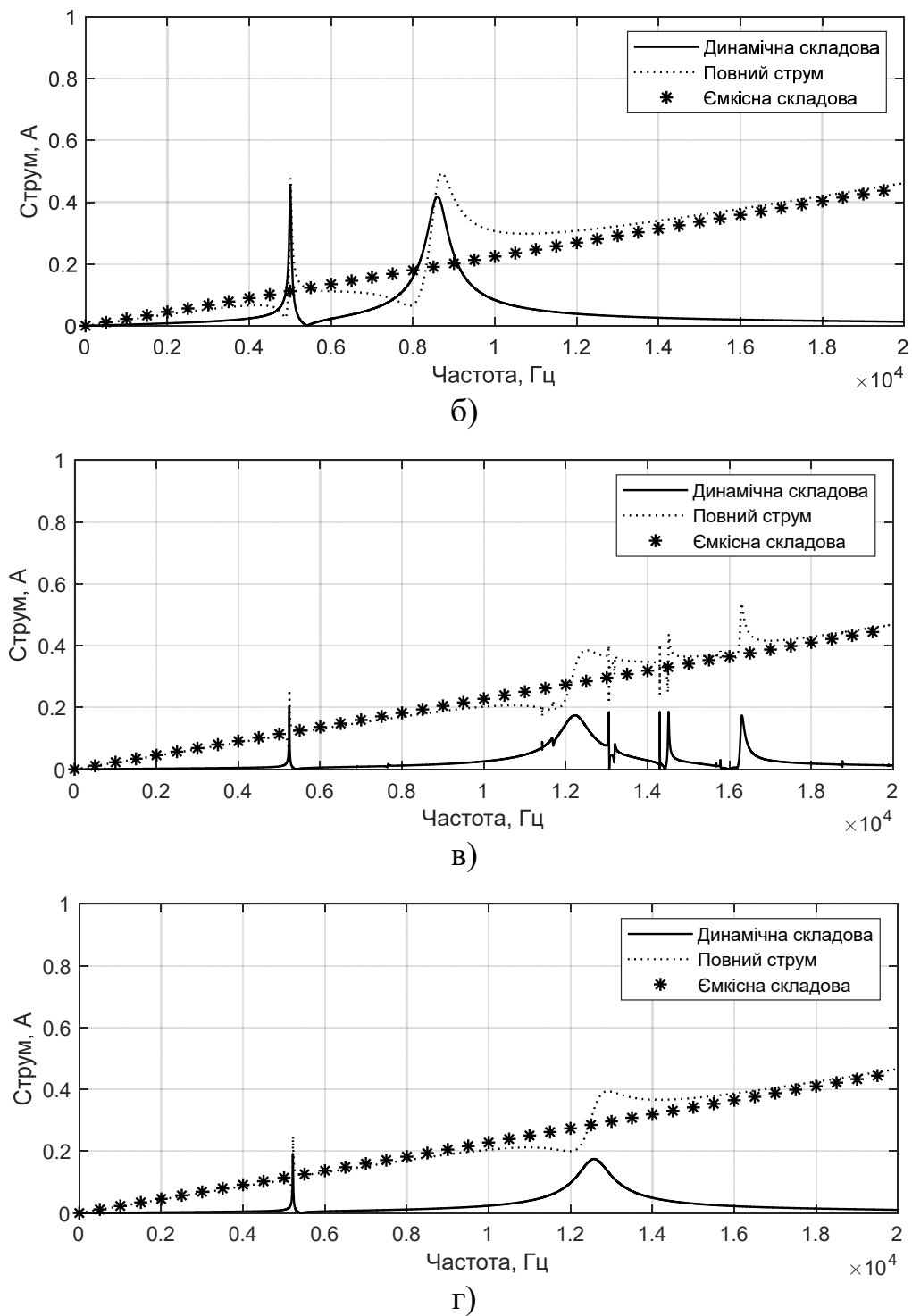
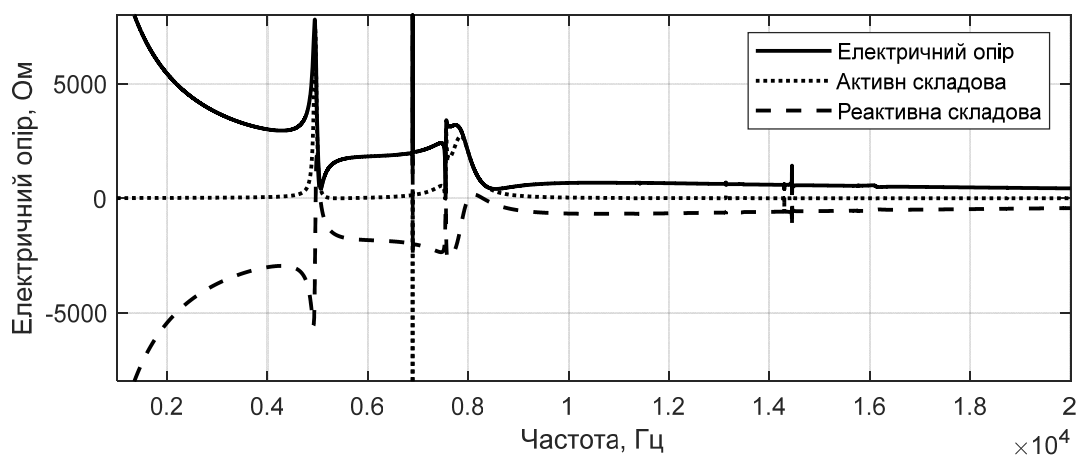


Рис.4.10 Частотні залежності амплітуд ємнісного, динамічного та повного струмів екранованого випромінювача при значеннях відстані $l_{oo'} = 2a_0$ (а,в); 0(б,г) і складі п'єзокераміки ЦТС-19(а,б) та ТБК-3(в,г).

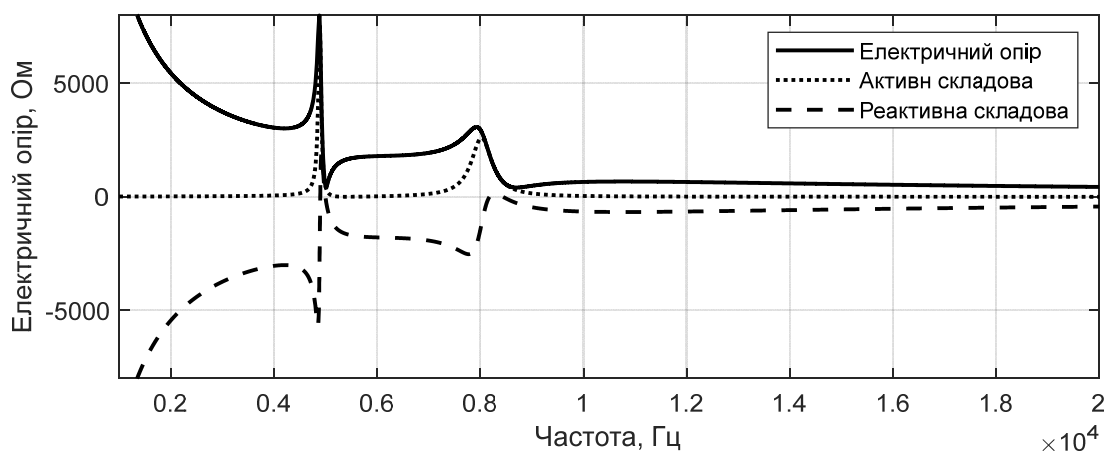
Перейдемо тепер до дослідження впливу складу застосованої в екранованих випромінювачах пьезокераміки на його вхідні електричні опори при зміні степені порушення радіальної симетрії побудови екранованого випромінювача $l_{oo'}$. Як і раніше, аналіз вхідних електричних опорів виконаємо для двох систем

п'єзокераміки – системи ЦТС та системи ТБК. Аналіз графіків рис.4.3а,4.7а,4.8а і 4.11 дозволяє зробити висновок про те, що частотна поведінка активних вхідних опорів екранованих випромінювачів в залежності від складів п'єзокераміки відрізняється між собою лише амплітудними значеннями і частотами резонансних сплесків. Для складів системи ЦТС ці частоти мають менші значення. Але для реактивних складових вхідного електричного опору екранованих випромінювачів заміна однієї системи п'єзокераміки на іншу набуває принципового характеру. Ця принциповість полягає в наступному. Для екранованих випромінювачів, оболонки яких утворені із п'єзокераміки системи ТБК, при всіх відстанях l_{ov} (рис.4.9а,4.11в,г) реактивність вхідного опору має у всьому досліджуваному частотному діапазоні лише ємнісний характер. Це суттєво спрощує практичну реалізацію технічних пристроїв компенсації реактивності в узгоджуючих пристроях випромінюючих гідроакустичних трактів. В той же час в екранованих випромінювачах, побудованих на основі складів п'єзокераміки системи ЦТС, частотна поведінка їх вхідних реактивних опорів принципово складніша (рис.4.3а, 4.8а,4.11а,б).

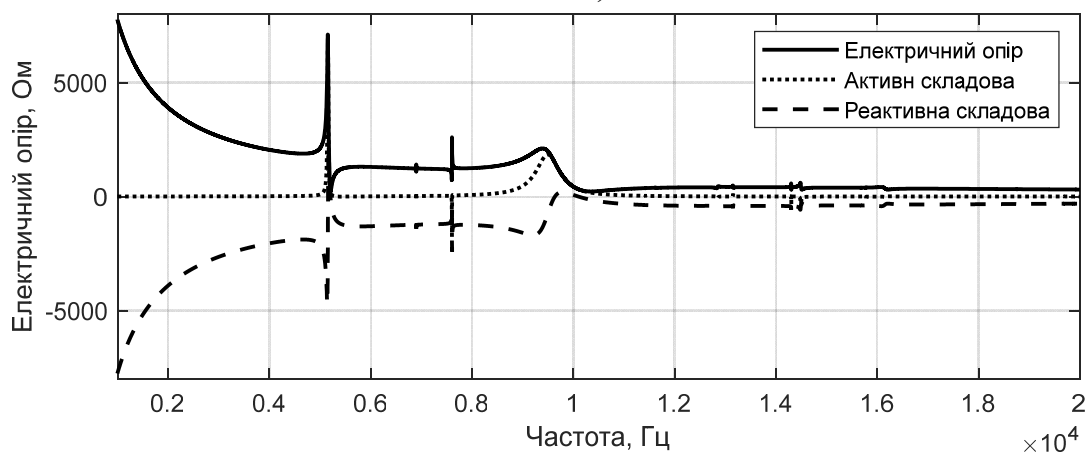
Ця складність полягає в тому, що в низькочастотній та резонансній областях з'являються діапазони частот, де реактивність змінює свій характер з ємнісного на індуктивний. Значення частот в цих діапазонах залежать як від складів п'єзокераміки системи ЦТС, так і від відстаней між вісями оболонки та внутрішнього екрану. Природно, що зміна характеру реактивності в робочих діапазонах частот принципово ускладнює можливості узгодження опорів збуджуючого генератора та збуджуваного екранованого випромінювача.



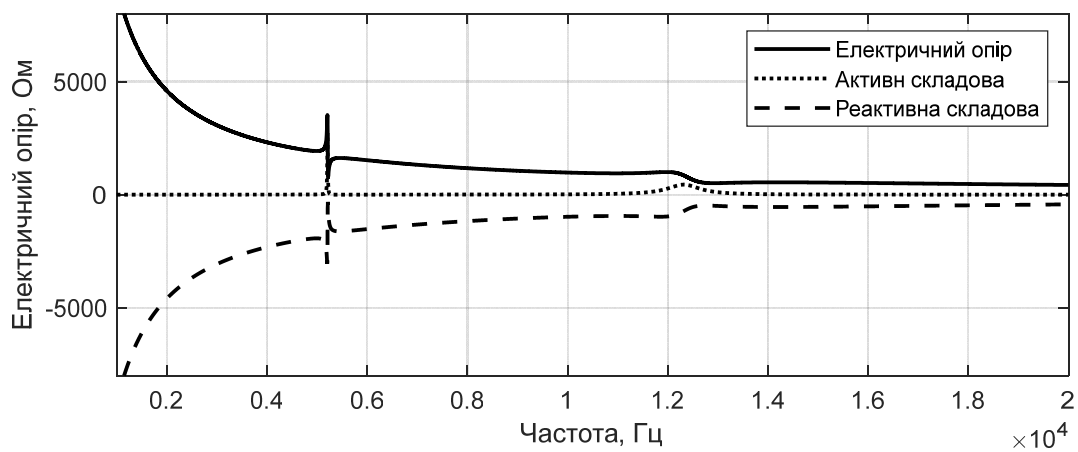
а)



б)



в)



г)

Рис.4.11 Частотні залежності активного, реактивного і повного входних електричних опорів екранованих випромінювачів при значеннях відстаней $l_{00'} = 2a_0$ (а,в); 0 (б,г) і складі п'єзокераміки ЦТС-19(а,б) та ТБК-3(в,г).

4.4 Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від фізичних характеристик рідини, що заповнює їх внутрішній об'єм.

Як вже відмічалось, до основних елементів конструкцій випромінювачів з внутрішніми екранами відноситься рідина, що заповнює їх внутрішні об'єми. Раніше були досліджені впливи фізичних характеристик цього елемента конструкцій випромінювачів на їх механічні і акустичні поля. Визначимо тепер вплив цих характеристик на електричні поля досліджуваних випромінювачів.

В наведених вище підрозділах в якості рідини у внутрішніх об'ємах випромінювачів була прийнята вода. Перейдемо тепер від водозаповнених конструкцій до компенсованих конструкцій випромінювачів із заповненням їх внутрішніх об'ємів рідинами, відмінними від зовнішнього середовища. Цими рідинами можуть бути гас та гліцерин. Для забезпечення співставлення параметрів збуджуючих електричних струмів та вхідних електричних опорів випромінювачів, конструкції яких заповнені цими рідинами, з раніше одержаними результатами розрахунків, останні виконувалися для раніше прийнятих значень параметрів конструкцій досліджуваних випромінювачів.

Аналіз частотних залежностей струму (рис.4.2,4.12,4.13) в ланцюгах збудження екранованих випромінювачів з різними розмірами екранів та однаковою найменшою відстанню між поверхнями екранів та п'єзокерамічних оболонок дозволяє встановити їх суттєву залежність від фізичних характеристик рідин.

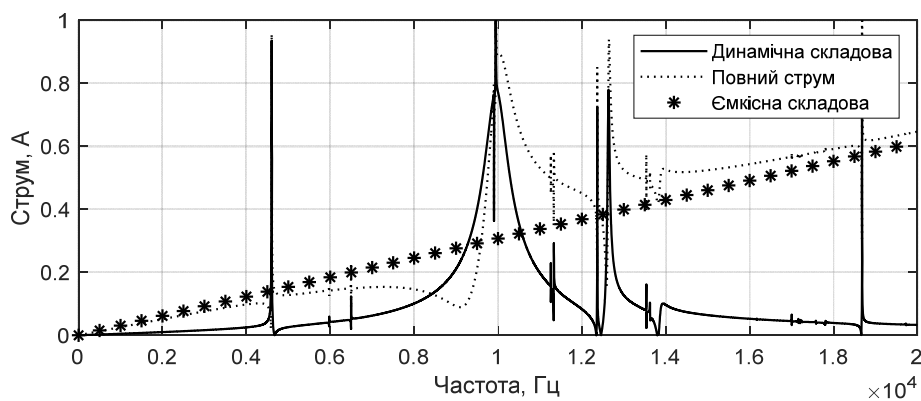
При цьому ємнісна складова струму залишається незмінною, оскільки параметри п'єзокерамічної оболонки випромінювачів не набували ніяких змін. Суттєві зміни набувають динамічна складова, а відтак, і повний струм. Але й тут мають місце певні тонкощі, пов'язані з розмірами екранів. Зокрема, при екранах великих ($a_0 \approx 0,9r_0$) розмірів (рис.4.2в;4.12в;4.13в) і малому об'ємі рідини між екраном і оболонкою динамічний і повний струми практично не відрізняються між собою у всьому частотному діапазоні. При зміні об'єму середовища, що заповнюється випромінювачі, починають відігравати значну роль.

По-перше, при малих розмірах екрану ($a_0 \approx 0,2r_0$) (рис.4.2а;4.12а;4.13а) значні сплески амплітуд струму мають місце у всіх областях частотного діапазону – низькочастотній, резонансній і високочастотній. При цьому в рідині з найменшим значенням хвильового опору ρc (гас) перший резонансний сплеск амплітуди струму має по частоті найнижчі значення, в 2,3 рази менші порівняно з резонансною частотою п'єзокерамічної оболонки. При збільшенні величини ρc (вода, гліцерин) частота найнижчого резонансного сплеску амплітуди струму збільшується.

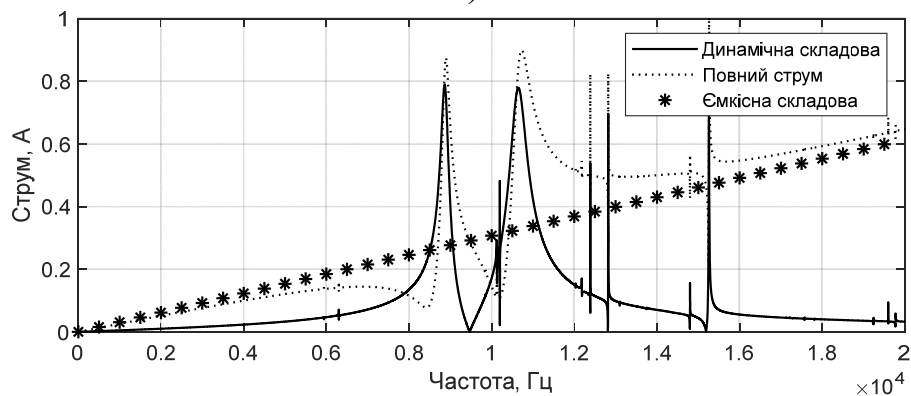
Таким чином, змінюючи в екранованому випромінювачі при малих a_0 лише заповнюючу рідину, можливо розширювати власний спектр струму випромінювача в область низьких частот, не змінюючи розміри випромінювача.

При малих розмірах екрану частотні залежності амплітуди струму набувають значних змін в резонансній області п'єзокерамічної оболонки випромінювача. Зокрема, при малих значеннях ρc (гас) кількість амплітудних сплесків зростає порівняно з іншими заповнюючими рідинами (вода, гліцерин), а відстань між частотами сплесків зменшується. В високочастотній області має місце зворотне явище. В цій області рідини з більшими значеннями ρc (гліцерин) мають більшу кількість резонансних сплесків.

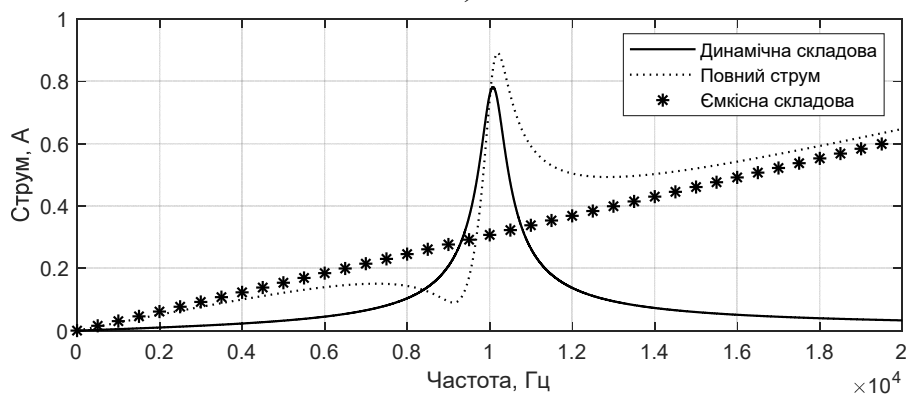
По-друге, при середніх розмірах ($a_0 \approx 0,5r_0$) екрану (рис. 4.2б; 4.12б; 4.13б) при всіх заповнюючи рідинах в низькочастотній області резонансні сплески амплітуд струму відсутні. В резонансній області вплив фізичних характеристик заповнюючої рідини значно посилюється. Зокрема, при малих значеннях ρc (гас) в частотній залежності амплітуди виникає два близьких по розмірам смуг резонанси. Їх частоти відмінні від частоти резонансу п'єзокерамічної оболонки випромінювача – одна знаходиться нижче її (на 15%), друга – (на 10%). Крім того, мають місце кілька дуже вузькосмугових резонансів. Збільшення величини ρc (вода) залишає нижчу резонансу частоту єдиною і майже незмінною, а смуги частот більш високих резонансів в цій області значно розширює. І, нарешті, подальше збільшення величини ρc (гліцерин) відновлює появу двох близьких резонансів, але перетворює нижчий з них в вузькосмуговий.



а)

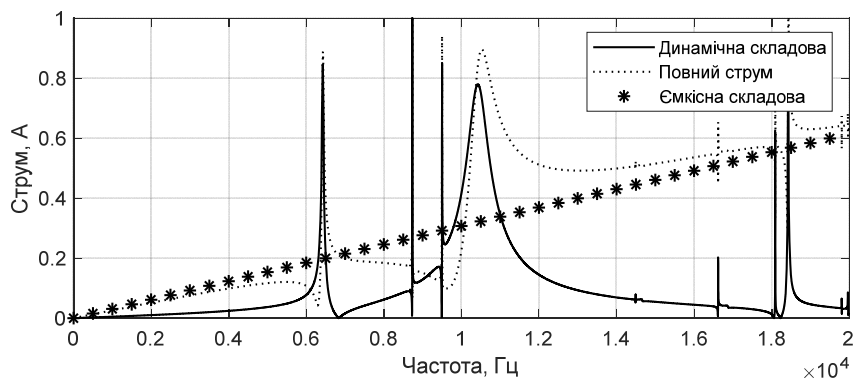


б)



в)

Рис.4.12 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в) і заповненні об'єму гасом.



а)

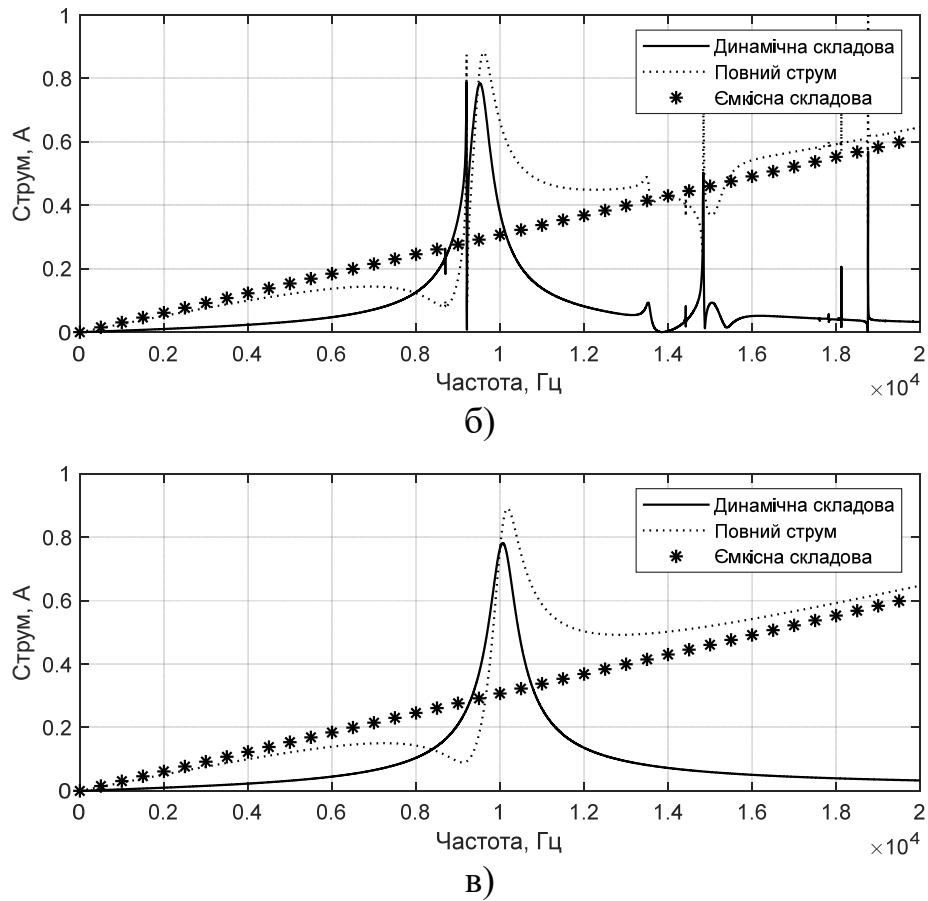


Рис. 4.13 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в) і заповненні об'єму гліцерином.

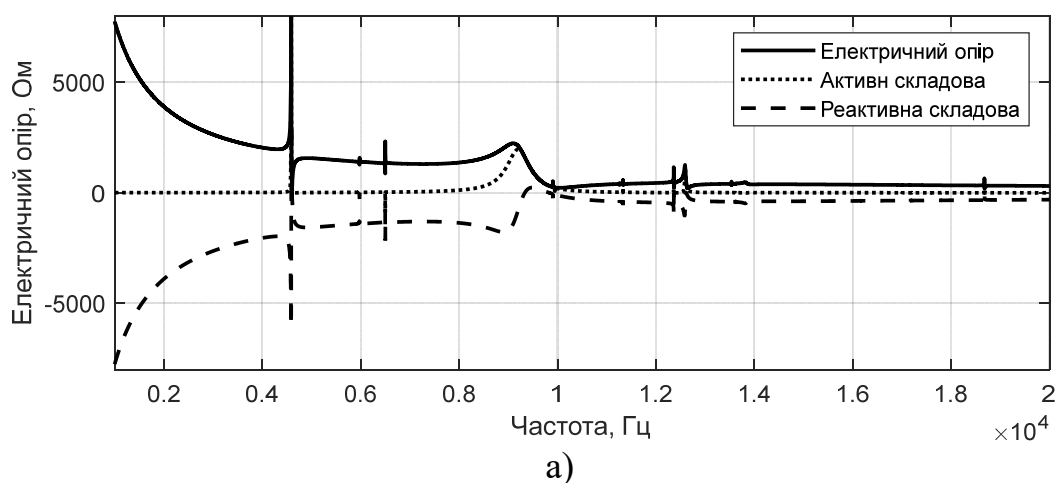
Таким чином, зміною в екранованому випромінювачі при середніх значеннях a_0 заповнюючої рідини можливо керувати як збагаченням спектру резонансних частот струму, так і смугами частот цих резонансів.

Визначимо тепер вплив фізичних характеристик заповнюючих рідин на частотні властивості входних електричних опорів екранованих випромінювачів. Аналіз графіків рис.4.3,4.14 і 4.15 свідчить про те, що при всіх розмірах екранів зміна типу заповнюючих рідин має менший вплив на входні електричні опори випромінювачів, ніж на їх електричний струми. Це обумовлено тим, що в фізичному відношенні інформація про зміни струму дає уяву про ефективність збудження електричним полем механічних коливань в п'єзокерамічній оболонці випромінювачів. Інформація ж про входні електричні опори дає уяву про інтегральну поведінку екранованого випромінювача при збудженні ним акустичних полів в середовищах, оточуючих його п'єзокерамічну оболонку.

При екранах великих ($a_0 \approx 0,9r_0$) розмірів (рис.4.3в;4.14в;4.15в) частотні залежності всіх вхідних опорів практично не відрізняються між собою при різних заповнюючих рідинах. Найбільші зміни виникають при малих значеннях ρ_c заповнюючих рідин (рис.4.3а;4.14а;4.15а) і полягають в змінах частотних залежностей опорів в низькочастотній і резонансній областях. При цьому збільшення величини ρ_c при малих і середніх розмірах екранів зменшує діапазон частот появи змін в частотних залежностях опорів.

До цього часу досліджувалися частотні властивості електричних полів екранованих випромінювачів в залежності від розмірів внутрішніх екранів при умовах сталості найменшої відстані між екраном і оболонкою та змін заповнюючих рідин. Представляється доцільним встановити частотні властивості електричних полів екранованих випромінювачів при умовах, що розміри екранів не змінюються, а змінам підлягають відстані $l_{oo'}$ між поверхнями екранів та оболонок та фізичні характеристики заповнюючих рідин.

В підрозділі 4.2 такі дослідження були виконані для заповнюючої рідини – води. Визначимо тепер частотні залежності амплітуд струму та вхідних електричних опорів при заповненні внутрішніх об'ємів випромінювачів гасом та гліцерином, хвильові опори ρ_c яких відповідно менші і більші хвильового опору води. Для забезпечення можливості порівняння шуканих частотних залежностей при різних заповнюючих середовищах розрахунки здійснювались для екрану розмірами ($a_0 = 0,2r_0$) та відстанях $l_{oo'}$, рівних $2a_0$ і нуль.



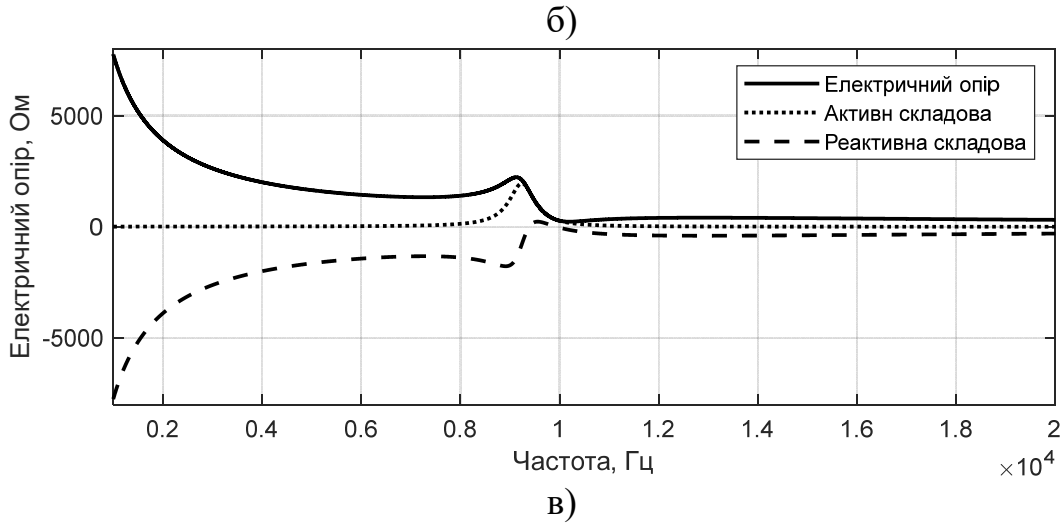
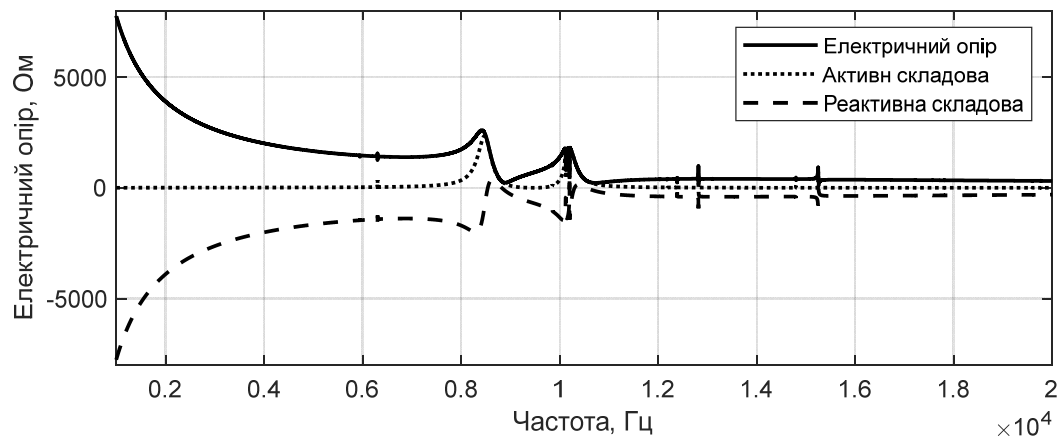
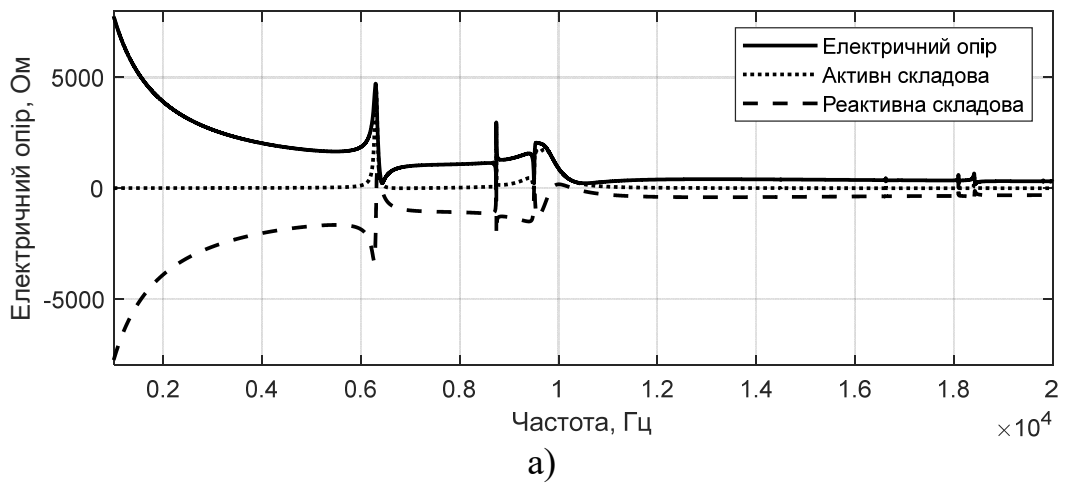


Рис.4.14 Частотні залежності активного, реактивного та повного входних електричних опорів екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в) і заповненні об'єму гасом.



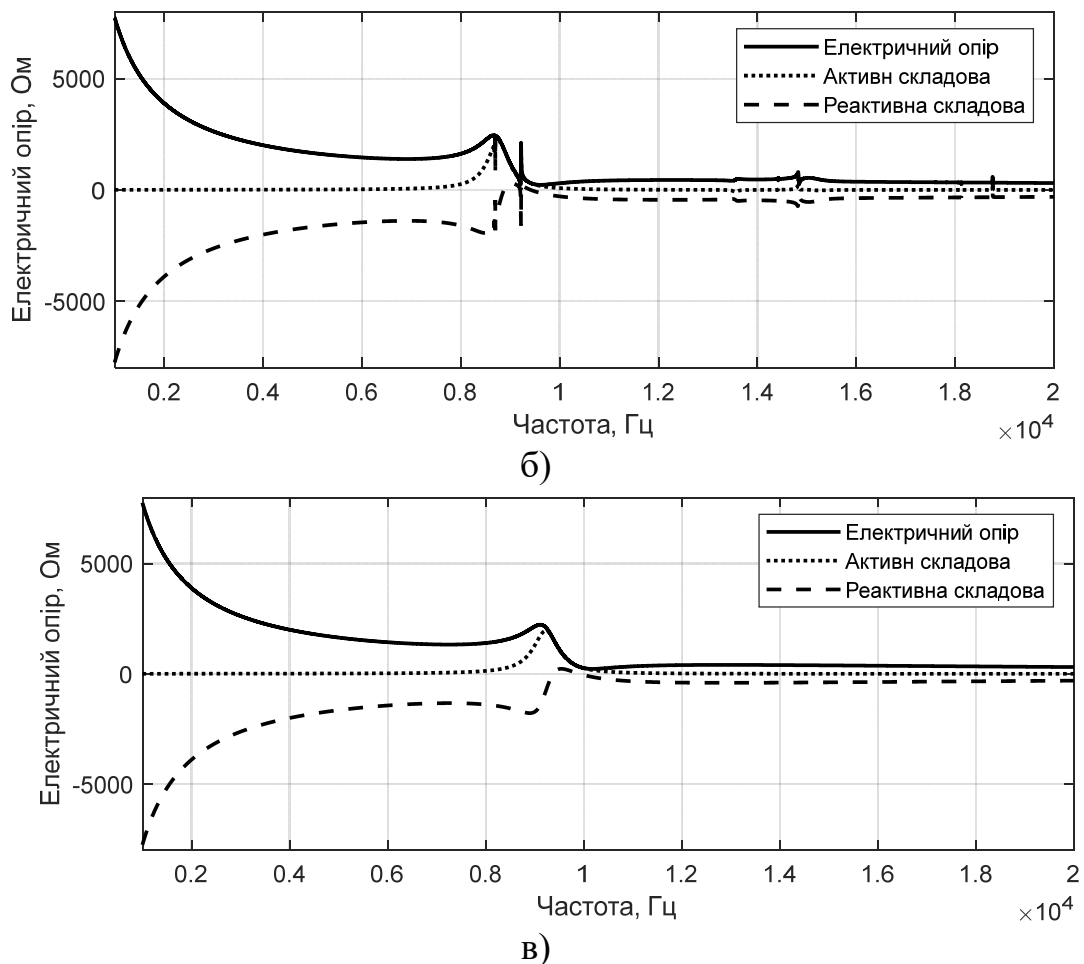


Рис.4.15 Частотні залежності активного, реактивного та повного входних електричних опорів екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$ (а), $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в) і заповненні об'єму гліцерином.

Аналіз і співставлення частотних залежностей амплітуд струмів (рис.4.4;4.16;4.17) дозволяє сформулювати наступні закономірності. В низькочастотній області зменшення хвильового опору заповнюючої рідини (рис.4.16) порівняно з водою (рис.4.4) обумовлює зниження частоти найнижчого резонансу динамічного та повного струму при всіх відстанях $l_{oo'}$.

Наслідком збільшення хвильового опору заповнюючої рідини (рис 4.17) порівняно з водою (рис 4.4) є збільшення частоти такого резонансного викиду названих струмів. В кількісному відношенні зміщення частот названих резонансних викидів амплітуд струмів при зміні фізичних характеристик більш легкої (гас) і більш важкої (гліцерин) порівняно з водою заповнюючих рідин приблизно однакові.

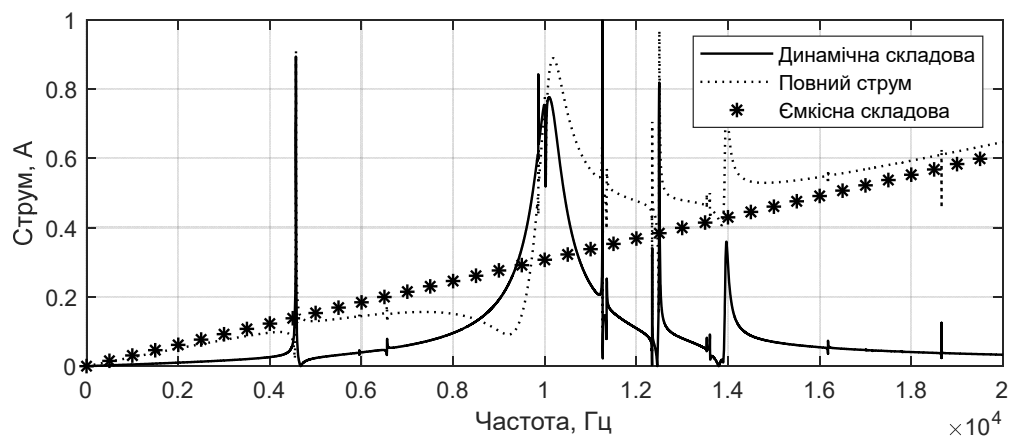
В резонансній області заповнення випромінювача більш легкою (гас) ніж вода (рис.4.4а) рідиною збільшує (рис.4.16а) при зменшенні величини $l_{oo'}$ кількість вузькосмугових резонансних викидів амплітуд динамічного та повного струмів. При співпадінні ж поздовжніх вісей екрана та оболонки ($l_{oo'} = 0$) форма частотних залежностей тотожно повторюється з тією різницею, що значення частот резонансних викидів амплітуд струмів менше у випромінювачів з більш легкою рідиною заповнення.

Заповнення випромінювача більш важкою (гліцерин) ніж вода рідиною теж обумовлює збільшення (рис.4.17а) в резонансній області кількості резонансних вузькосмугових викидів амплітуд струмів з амплітудою, значно вищою ніж амплітуда струму на власній частоті п'єзокерамічної оболонки випромінювача. При значеннях $l_{oo'}$, рівних нулю, форма частотної залежності (рис.4.17б) повторює форму такої ж залежності водозаповненого випромінювача (рис.4.4б), але із зміщеним резонансним викидом амплітуди в сторону більших значень частоти. Одержані результати досліджень свідчать про те, що завдяки зміні фізичних характеристик рідин, заповнюючих внутрішній об'єм екранованих випромінювачів, можливо в певній мірі змінювати ефективність збудження радіальних коливань п'єзокерамічних оболонок екранованих випромінювачів.

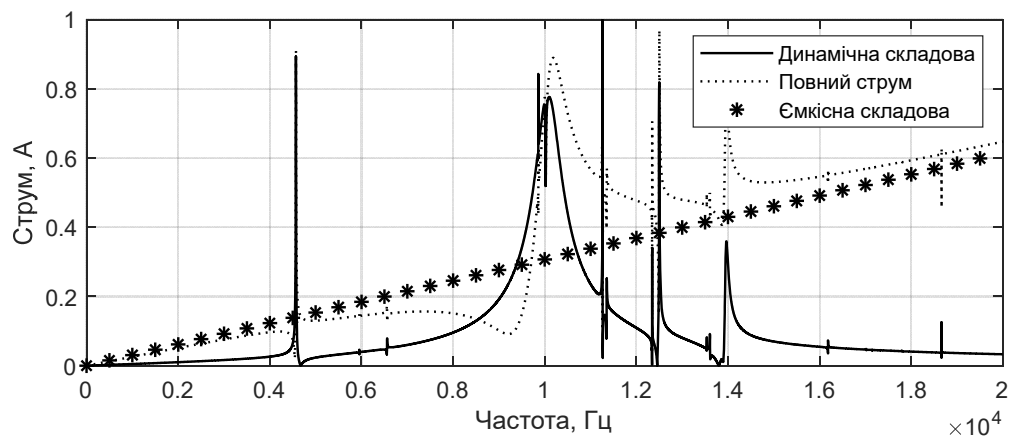
Дослідимо тепер вплив фізичних характеристик рідин, заповнюючих екрановані випромінювачі, при зміні відстані $l_{oo'}$ між поздовжніми вісями їх екранів та оболонок на частотні властивості вхідних електричних опорів випромінювачів. Аналіз і співставлення графіків рис.4.5,4.18 і 4.19 свідчать про те, що, як і у випадках визначення впливу заміни типу заповнюючої рідини на залежності характеристик електричного поля при зміні розмірів екранів, при всіх розмірах екранів зміна типу заповнюючої рідини має менший вплив на вхідні електричні опори випромінювачів, ніж на їх електричні струми. При всіх відстанях $l_{oo'}$ між екраном та оболонкою і всіх досліджуваних заповнюючих рідинах частотна поведінка активного, реактивного та повного вхідного електричних опорів характеризується значною повторюваністю. Виключеннями є :

відмінність частот додаткових резонансів в низькочастотній області, при якій заповнення випромінювачів більш легкою рідиною (рис. 4.18) забезпечує більш низькі значення цих частот ;

зміщення додаткових резонансів в області резонансних частот при малих значеннях відстані $l_{oo'}$ для важких заповнюючих рідин (рис. 4.19а) нижче від частоти основного резонансу п'єзокерамічної оболонки випромінювача, а для легких рідин вище від цієї частоти (рис.4.18а).

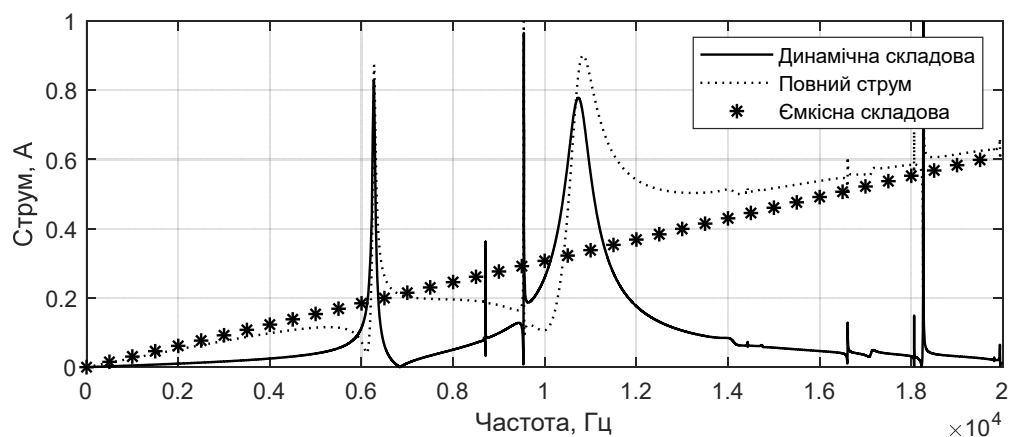


а)

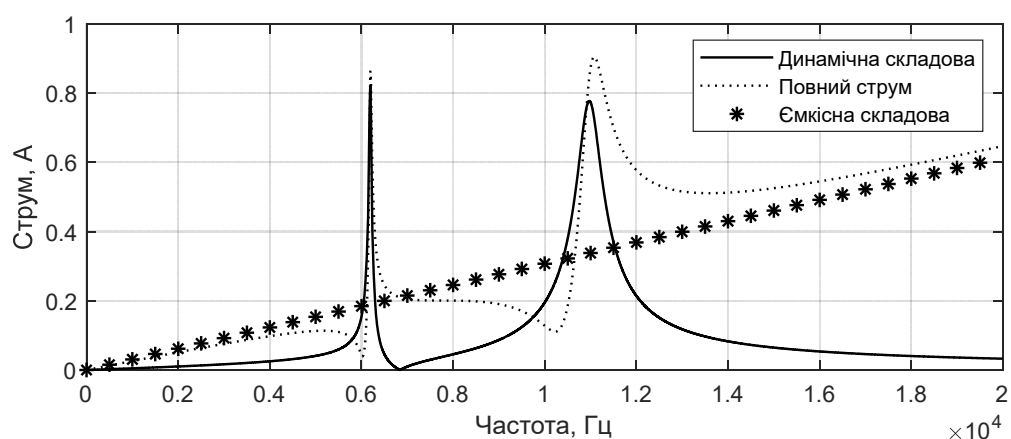


б)

Рис.4.16 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірі екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстанях $l_{oo'} = 2a_0(a); 0(b)$ і заповненні об'єму гасом.

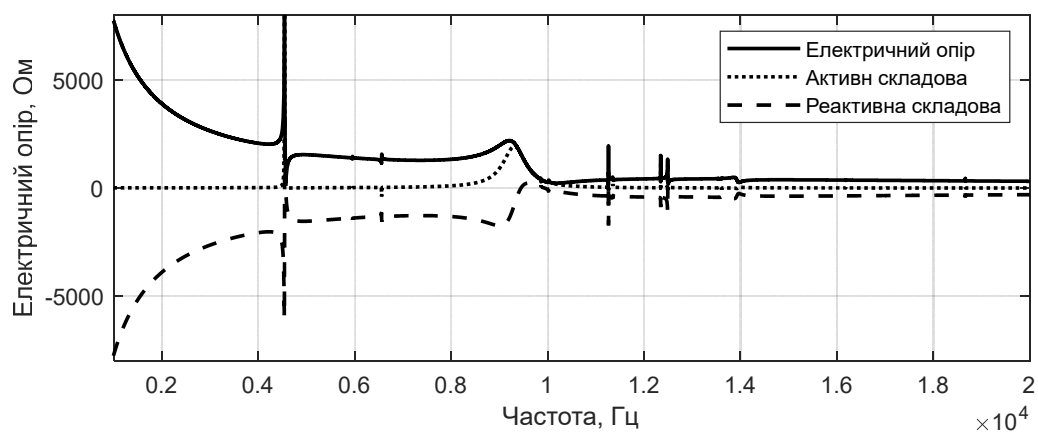


а)



б)

Рис.4.17 Частотні залежності амплітуд ємнісної і динамічної складових та повного струму екранованого випромінювача при розмірі екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстанях $l_{OO'} = 2a_0$ (а); 0 (б) і заповненні об'єму гліцерином.



а)

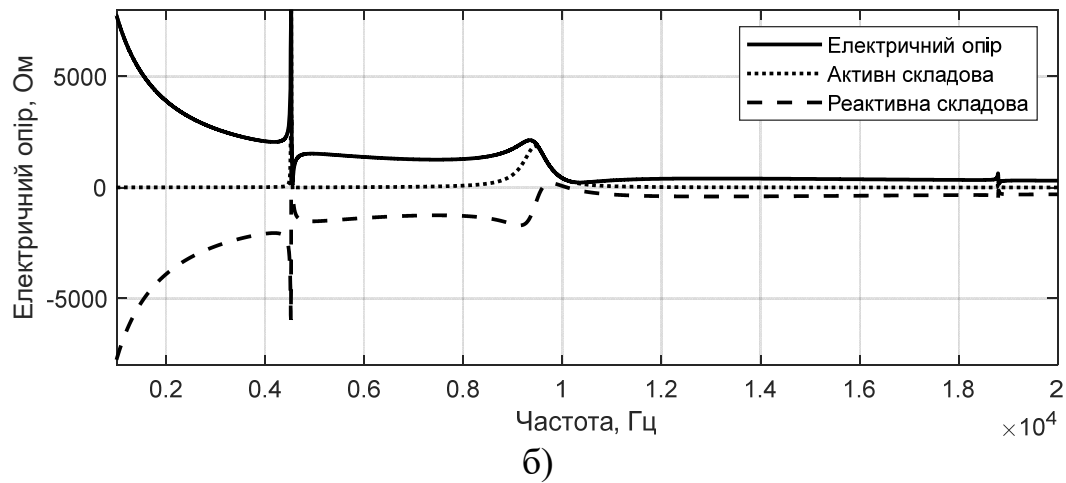


Рис. 4.18 Частотні залежності активного, реактивного та повного вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстанях $l_{oo'} = 2a_0(a); 0(\delta)$ і заповненні об'єму гасом.

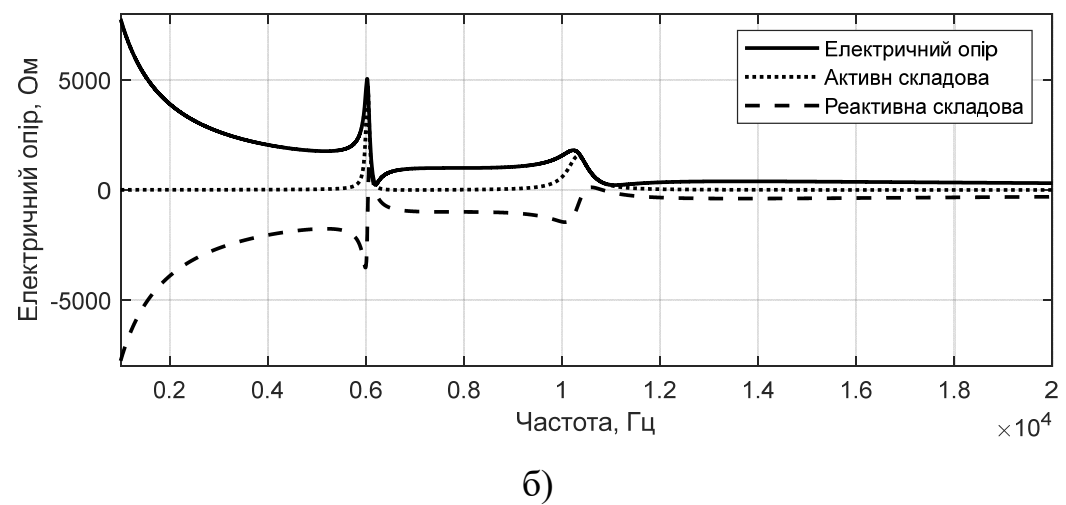
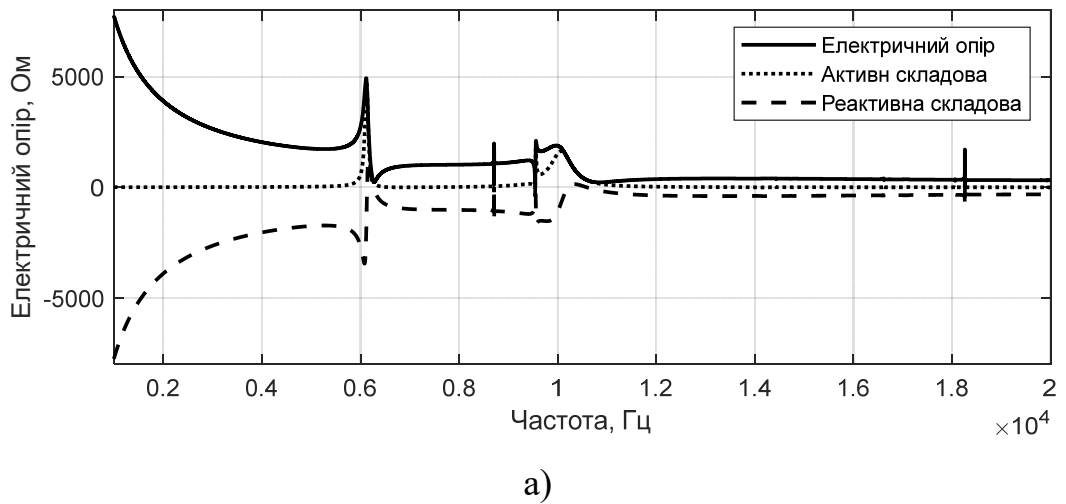


Рис. 4.19 Частотні залежності активного, реактивного та повного вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при розмірах екрану $a_0 = 0,2r_0$, відстанях $l_{oo'} = 2a_0(a); 0(\delta)$ і заповненні об'єму гліцерином.

4.5 Властивості електричних полів досліджуваних випромінювачів в залежності від конструкційного виконання їх п'єзокерамічних оболонок.

Як вже відмічалось, важливим конструктивним елементом циліндричного випромінювача з внутрішнім екраном є його п'єзокерамічна оболонка. Саме її розміри середній радіус і товщина визначають не тільки габаритні розміри екранованого випромінювача, але й його резонансні можливості. В попередніх підрозділах був досліджений вплив розмірів оболонки на механічні і акустичні поля екранованого випромінювача. Зв'язаність фізичних полів при перетворенні енергії в п'єзокерамічному середовищі оболонки робить необхідним і встановлення впливу її розмірів на електричні поля досліджуваних випромінювачів.

Як і раніше, в якості параметрів електричного поля екранованого випромінювача були прийняті електричний струм у зовнішньому ланцюзі збудження випромінювача і його вхідний електричний опір. Розрахунки їх чисельних значень виконувались для всіх раніше прийнятих параметрів випромінювача, окрім величин r_0 та h . Середні радіуси приймалися рівними $r_0 = 0,12\text{м}$ при товщині $h = 0,008\text{м}$ і $r_0 = 0,068\text{м}$ при товщині $h = 0,012\text{м}$. Співставлення результатів розрахунків з раніше отриманими даними дозволяє встановити закономірності впливу розмірів оболонки на електричні поля випромінювачів.

Визначимося спочатку із впливом змін середнього радіусу п'єзокерамічної оболонки. Аналіз графіків рис.4.2-4.5 і рис.4.20-4.22 свідчить про наступне. Ємнісна складова електричного струму (рис.4.20) при збільшенні середнього радіусу п'єзокерамічної оболонки, як і очікувалося, виходячи з виразу (4.3), зменшується. Це обумовлено зменшення напруженості E_φ електричного поля, оскільки збуджуюча електрична напруга Ψ_0 і кількість п'єзокерамічних призм N залишаються незмінними.

Суттєві зміни виникають в динамічній складовій електричного струму (рис.4.2;4.20). При малих розмірах внутрішнього екрану ($a_0 \sim 0.2r_0$) збільшення середнього радіусу r_0 оболонки обумовлюють значне зниження частот в дорезонансній області, на яких виникають вузькосмугові резонансні сплески

амплітуд струму. При цьому суттєво (майже на 50%) зменшується і власна частота п'єзокерамічної оболонки, на якій має місце відповідний амплітудний сплеск. Всі амплітудні сплески струму, пов'язані з додатковими резонансами механічного поля екранованого випромінювача, переміщуються в області з більш низькими значеннями частот.

При екранах середніх розмірів ($a_0 \sim 0.5r_0$) кількість резонансних сплесків струму в низькочастотній області випромінювача значно зменшується. В той же час в резонансній і високочастотній областях ця кількість сплесків збільшується, збільшується і амплітуди цих сплесків. Перехід в випромінювачах до екранів великих розмірів ($a_0 \sim 0.9r_0$) принципово змінює частотну поведінку електричного динамічного струму (рис.4.20в). В ньому виникає лише один резонансний сплеск амплітуди струму, пов'язаний з власним резонансом п'єзокерамічної оболонки.

Співставлення частотних залежностей повного струму і його складових показує, що при збільшенні величини r_0 п'єзокерамічної оболонки вплив динамічної складової на повний струм зменшується. Майже у всіх частотних областях, за виключенням окремих діапазонів частот, повний струм визначається своєю ємнісною складовою.

Як і у раніше розглянутих випадках, перетворення енергії в екранованому випромінювачі при збільшенні розмірів його п'єзокерамічної оболонки характеризується трьома фізичними факторами: радіальною симетрією збуджуючого електричного поля і «закачкою» електричної енергії в механічне поле лише на нульовій моді, появою стоячих хвиль нульової моди коливань оболонки у внутрішньому об'ємі кінцевих розмірів випромінювача, генерацією нових наступних за нульовою мод механічного поля і «перекачкою» в них енергії нульової моди.

Зрозуміло, що утворене при цьому акустичне поле у внутрішньому об'ємі екранованого випромінювача змінює умови виникнення в ньому механічних коливальних процесів. Ці умови змінюють частотну залежність амплітуди коливань нульової моди механічного поля. В свою чергу змінюється і ефективність електромеханічного перетворення енергії. Це підтверджується порівнянням

частотних залежностей нульової моди коливань (рис.2.20) і динамічного електричного струму (рис.4.20).

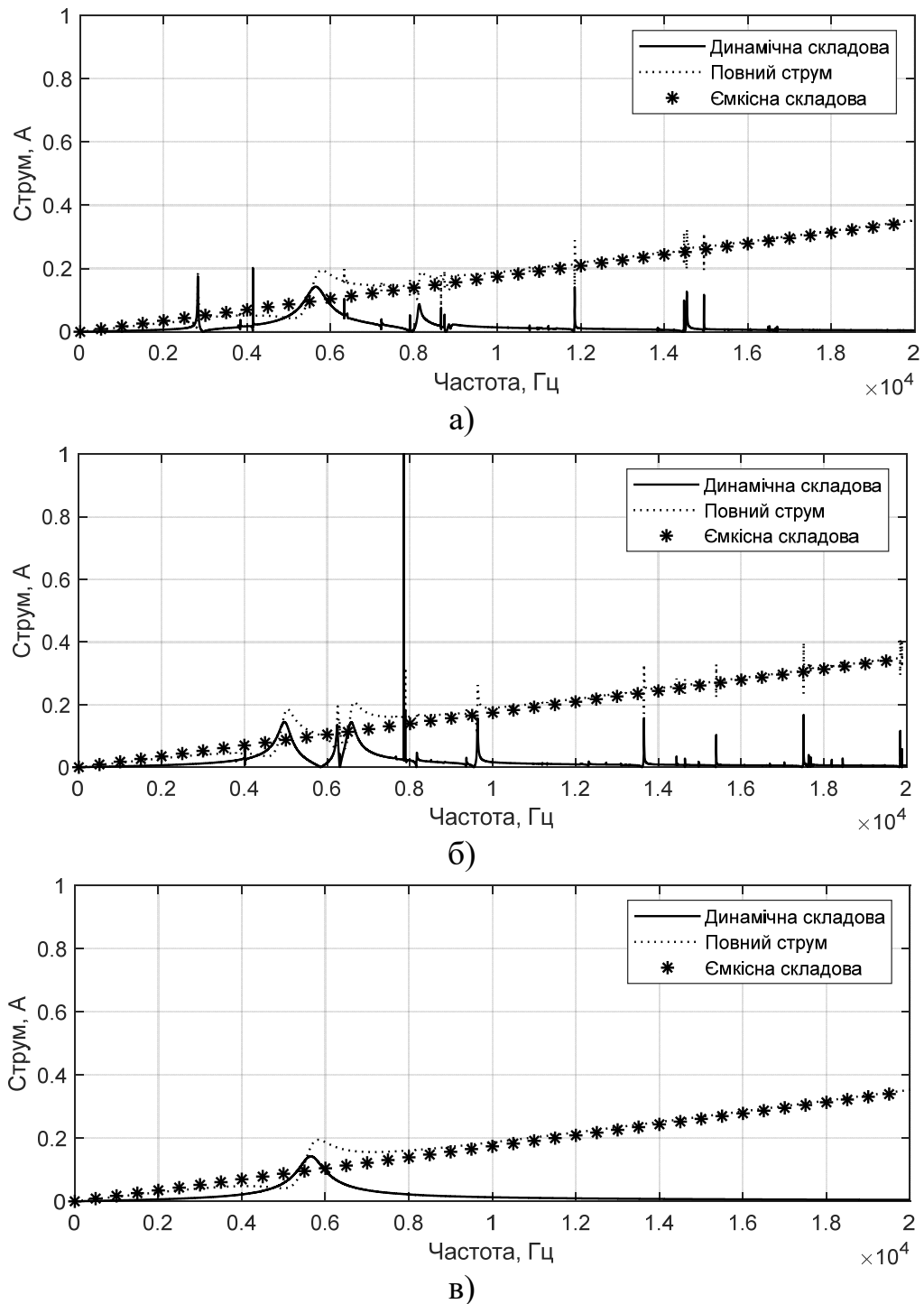


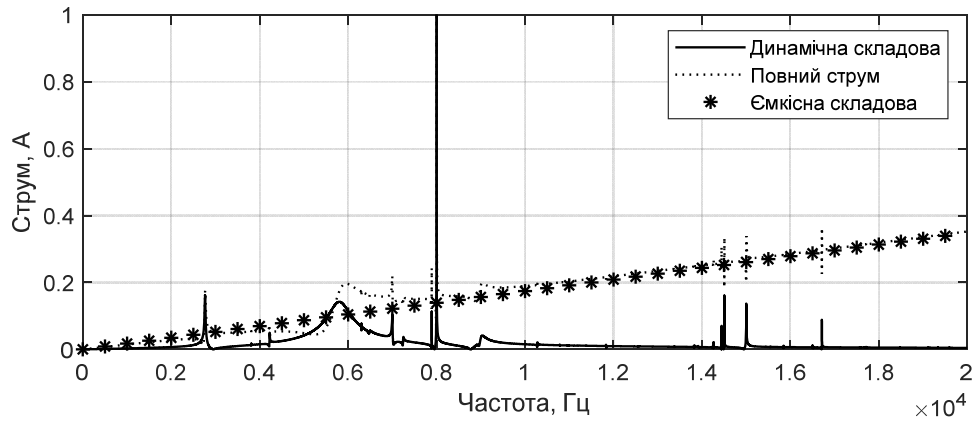
Рис.4.20 Частотні залежності амплітуд ємнісної та динамічної складових і повного електричного струму екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{м}$, $h = 0,008\text{м}$, $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в); $l_{00'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{м}$.

Зауважимо при цьому, що в циліндричному випромінювачі з внутрішнім екраном стоячі хвилі нульової моди, що утворюють резонансі частоти його внутрішнього

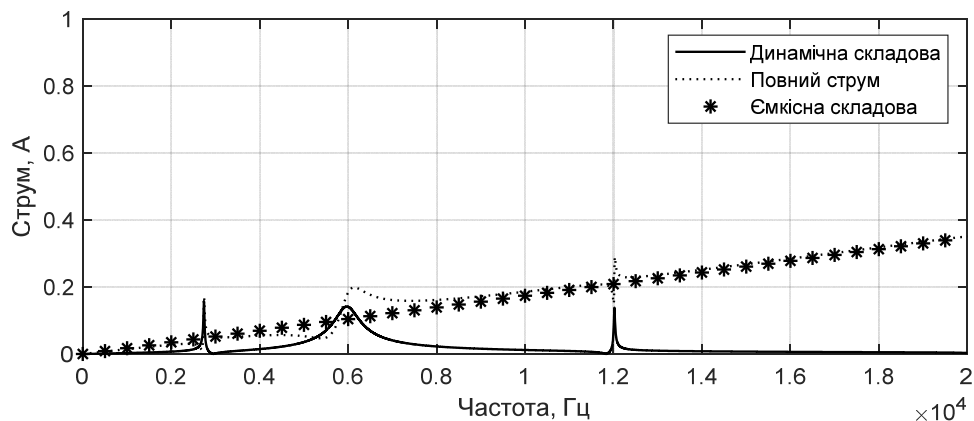
об'єму, відіграють значно більшу роль в формуванні фізичних полів, ніж заново генеровані власні частоти випромінювача, обумовлені втратою радіальної симетрії акустичного навантаження п'єзокерамічної оболонки випромінювача. Зміна відстаней між поздовжніми вісями оболонки і екрану в випромінювачі при незмінних розмірах екрану змінює як відстані між поверхнями оболонки і екрану, так і ступінь асиметрії коливальної системи екранованого випромінювача (рис.4.20,4.21; 4.2,4.4). Перші обумовлюють зміну власних резонансів внутрішнього об'єму екранованого випромінювача, другі склад резонансів, утворених заново генерованими модами коливань. Природньо, що при цьому змінюються і частотні залежності електричних струмів.

Встановимо тепер, як зміни середнього радіусу п'єзокерамічної оболонки впливають на спроможність і ефективність електричного поля екранованого випромінювача приймати енергію збудження від електронного генератора тракту випромінювання. Аналіз графіків рис.4.22, 4.23 і порівняння їх з графіками рис.4.3 і 4.4 показує, що при всіх розмірах внутрішніх екранів збільшення середнього радіусу оболонок суттєвим чином змінює частотну поведінку вхідних електричних опорів екранованого випромінювача лише в низькочастотній та резонансній областях.

Для активної складової вхідного опору ці зміни полягають в появі лише при малих розмірах екранів ($a_0 \sim 0.2r_0$) значних вузькосмугових викидів значень цих опорів (рис.4.22а). При цьому у всьому частотному діапазоні активна складова опору не приймає від'ємних значень. Реактивна складова вхідного електричного опору у всьому досліджуваному частотному діапазоні має ємнісний характер. Виключення складають ряд вузькочастотних діапазонів, які мають місце при внутрішніх екранах малих ($a_0 \sim 0.2r_0$) розмірів в низькочастотній області, де ємнісний характер реактивного опору змінюється на індуктивний (рис.4.22а). Оскільки вхідний реактивний опір по своїм величинам значно перевищує вхідний активний опір, то закономірності частотної поведінки повного вхідного опору екранованого випромінювача визначаються його реактивною складовою.



а)



б)

Рис.4.21 Частотні залежності амплітуд ємнісної та динамічної складових і повного електричного струму екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{м}$; $h = 0,008\text{м}$,

$$l_{oo'} = 2a_0(a); 0(b), \quad a_0 = 0.2r_0.$$

Такими ж закономірностями частотної поведінки відзначаються і залежності вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при зміні відстаней між поздовжніми вісями його оболонки і екрану (рис.4.22а, 4.23). Але є і певні відмінності. В частотних залежностях активного опору в низькочастотній і резонансній області при середніх відстанях $l_{oo'}$ (рис. 4.23а) з'являються вузькі діапазони частот, в яких вхідний активний опір приймає від'ємні значення. Це свідчить про те, що в цих частотних діапазонах п'єзокерамічна оболонка великих розмірів переходить із режиму споживача електричної енергії від генератора в режим постачальника цієї енергії в збуджуючий випромінювач генератор. Остання

утворюється із енергії, яка поглинається п'єзокерамічною оболонкою із акустичних полів оточуючих середовищ. Цікавою відмінністю є й те, що в цих же вузькосмугових діапазонах частот вхідний реактивний опір екранованого випромінювача змінює свій ємнісний характер на індуктивний. Встановлені особливості поведінки вхідних електричних опорів екранованих випромінювачів з великими розмірами п'єзокерамічних оболонок можуть суттєво від'ємно вплинути на енергетичну ефективність цих випромінювачів та створити складнощі при узгодженні випромінювача з електронним генератором.

Дослідимо тепер, як впливає зміна товщини п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача на його електричні поля. Зрозуміло, що при цьому змінюються відстані між поверхнями оболонки та екрану, що впливає на власні резонанси акустичного поля внутрішнього об'єму випромінювача, і в незначній мірі асиметрія коливальної системи випромінювача, яка визначає додаткові наступні за нульовою моди його механічного поля. Природно, що в силу зв'язаності полів це вплине і на електричні поля випромінювача. В кількісному відношенні цей вплив можливо визначити, порівнюючи графіки рис. 4.2-4.5 та рис.4.24-4.27.

Збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки при різних розмірах внутрішнього екрану (рис.4.24 та 4.2) обумовлює певну зміну величини ємнісного струму, оскільки у визначенні її (формула 4.3) приймає участь площа S_{en} електродів призм. Зміни динамічної складової струму полягають у появі нових амплітудних сплесків струму на різних частотах і зміні величин цих частот, поява яких утворена змінами умов виникнення стоячих хвиль у внутрішньому об'ємі екранованого випромінювача. Закономірності змін повного струму визначаються динамічним струмом екранованого випромінювача. В якісному відношенні такими ж наслідками характеризується і зміна відстані $l_{oo'}$ при сталій величині розміру α_0 екрану (рис.4.25 та 4.4). Тут також мають зміни в величинах амплітуд сплесків динамічного та повного струмів, незначній зміні частот цих сплесків та появі нових сплесків. Аналіз впливу змін товщин п'єзокерамічних оболонок екранованих випромінювачів на їх вхідні електричні опори (рис.4.26,4.27 та рис.4.3, 4.5) показує, що і при зміні розмірів екранів, і при зміні відстаней між поздовжніми вісями оболонки та екрану

частотні залежності всіх видів електричних опорів незначним чином відрізняються між собою.

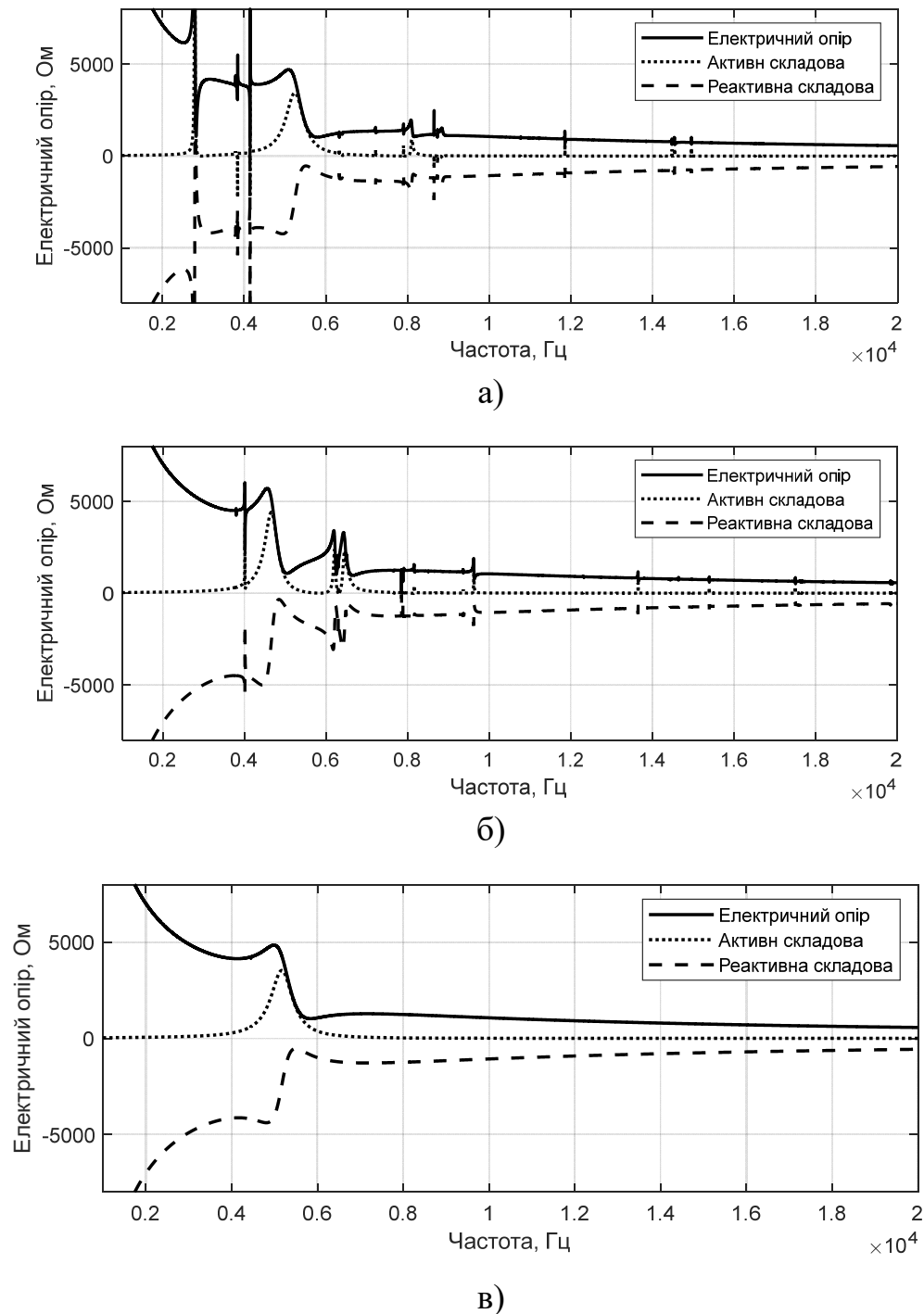
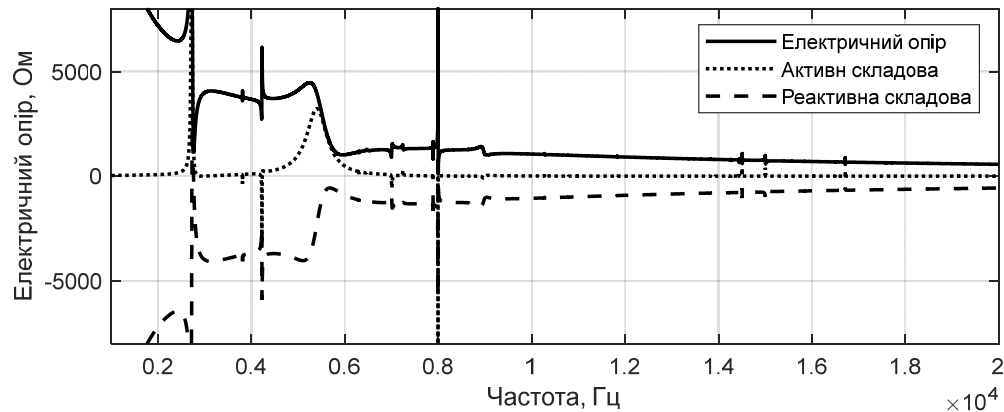


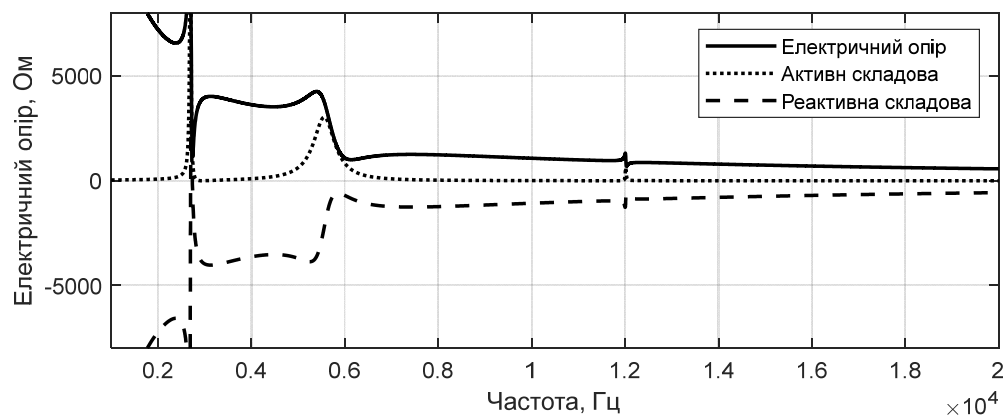
Рис.4.22 Частотні залежності вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{м}$; $h = 0,08\text{м}$, $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5$ (б); $0,9$ (в); $l_{00'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{м}$.

Підбиваючи підсумки наведених досліджень, слід визнати, що і в розглянутих випадках демонструється значний зв'язок між електричним і механічним полями

екранованого випромінювача. Ця демонстрація має місце при співставленні графіків рис.2. рис.4.20,4.21,4.24,4.25. Їх аналіз показує, що форми частотних залежностей амплітуд динамічного струму повторюють форми відповідних залежностей амплітуд нульової моди коливальної швидкості випромінювача з радіально симетричним електричним збудженням його п'єзокерамічної оболонки.



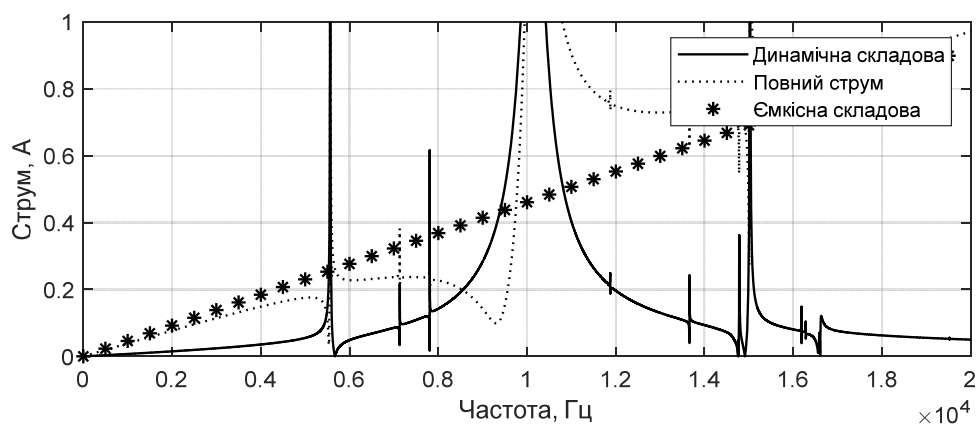
а)



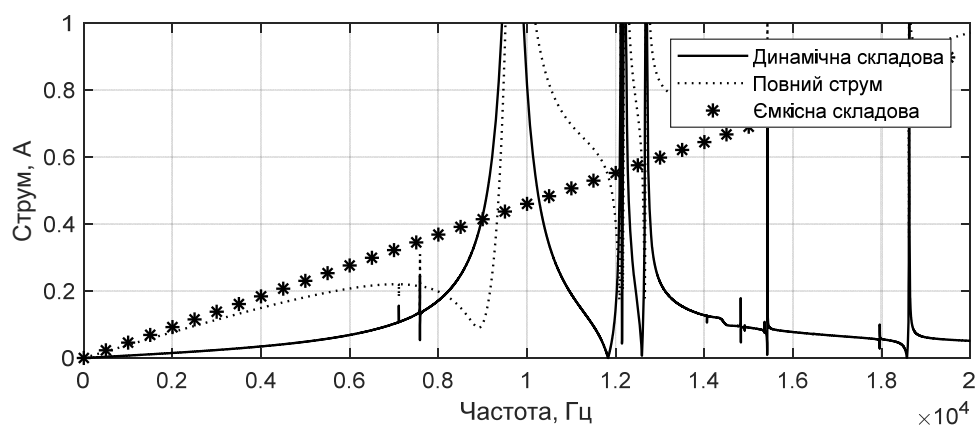
б)

Рис. 4.23 Частотні залежності вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при $r_0 = 0,12\text{м}$; $h = 0,008\text{м}$, $a_0 = 0.2r_0$;

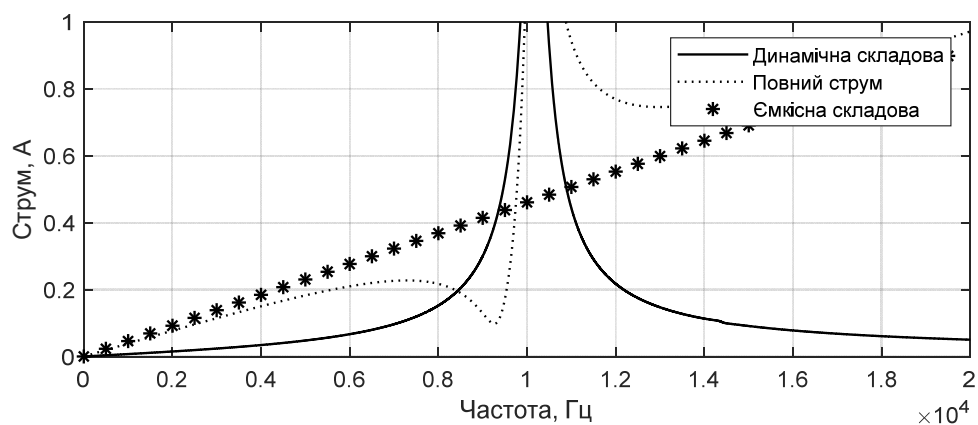
$$l_{00} = 2a_0(a); 0(b).$$



а)

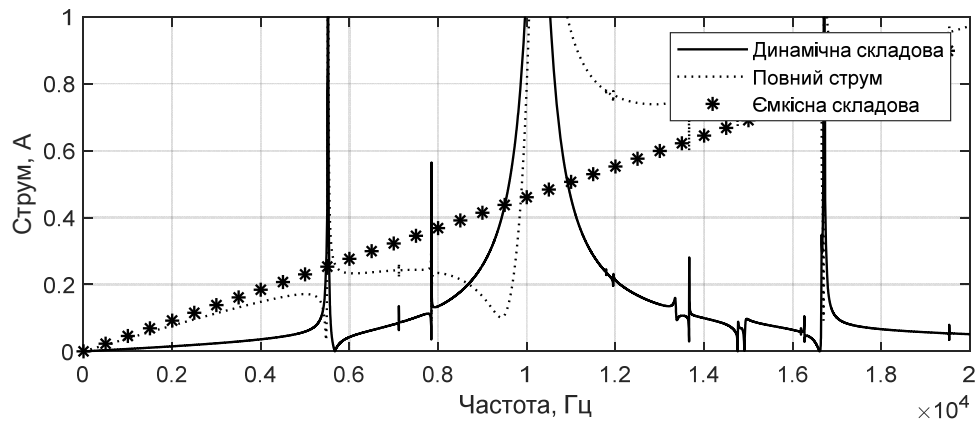


б)

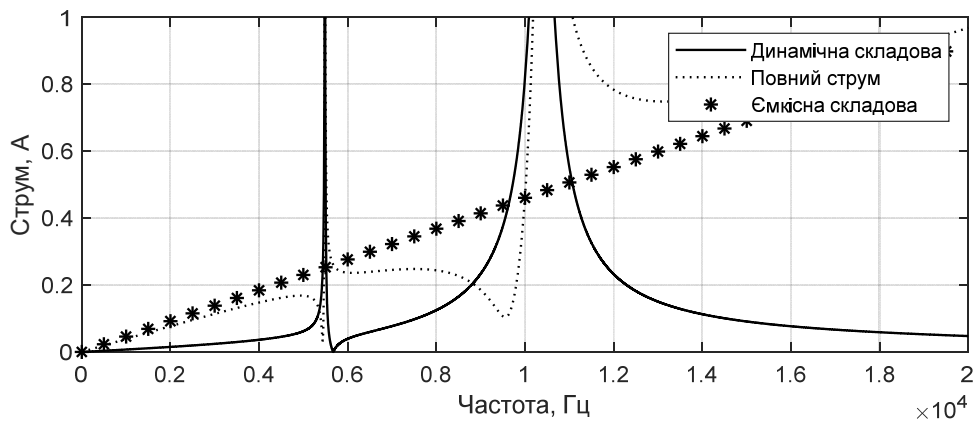


в)

Рис 4.24 Частотні залежності амплітуд ємнісної та динамічної складових і повного струмів $r_0 = 0,068\text{ м}$, $h = 0,012\text{ м}$, $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в); $l_{oo'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{ м}$.



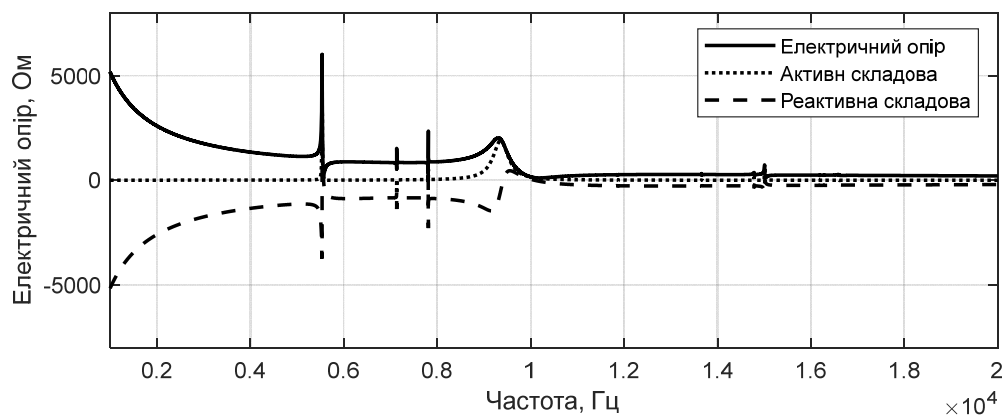
а)



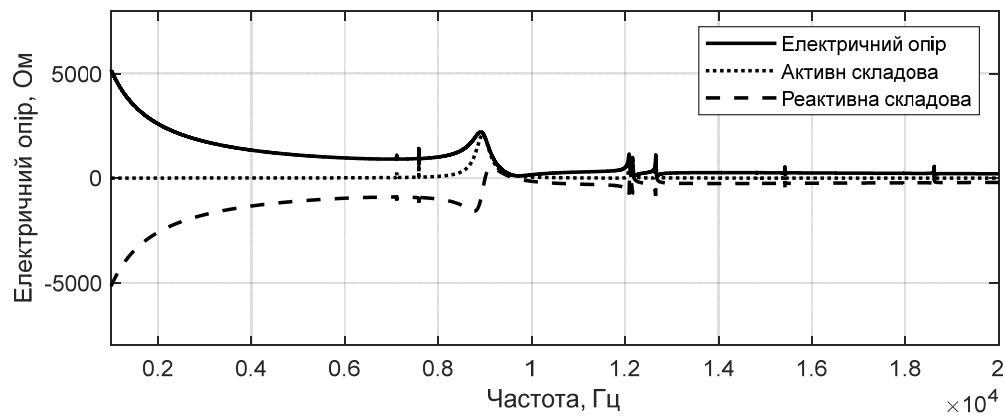
б)

Рис.4.25 Частотні залежності амплітуд ємнісної та динамічної складових і повного електричного струму екранованого випромінювача при $r_0 = 0,068m$,

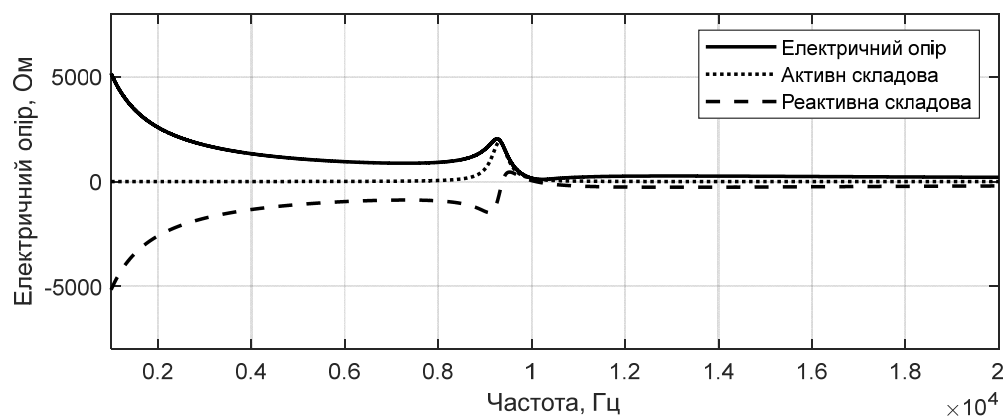
$$h=0.012m, a_0 = 0,2r_0, l_{oo'} = 2a_0 \text{ (а); } 0 \text{ (б)}.$$



а)

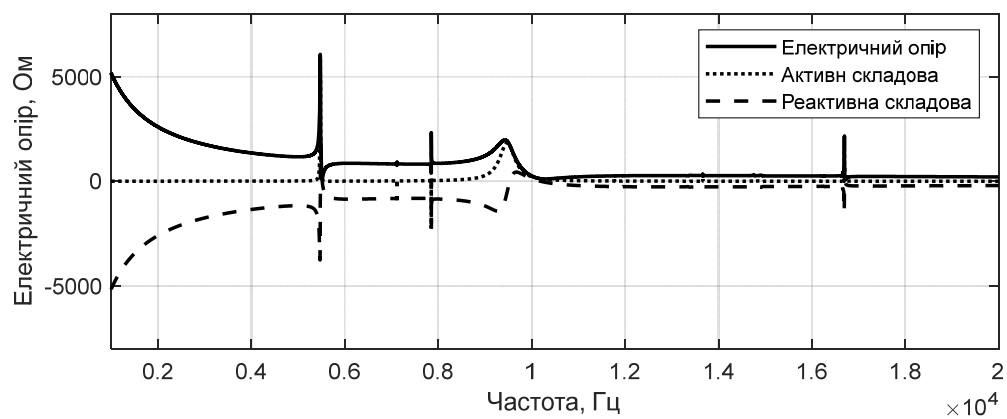


б)

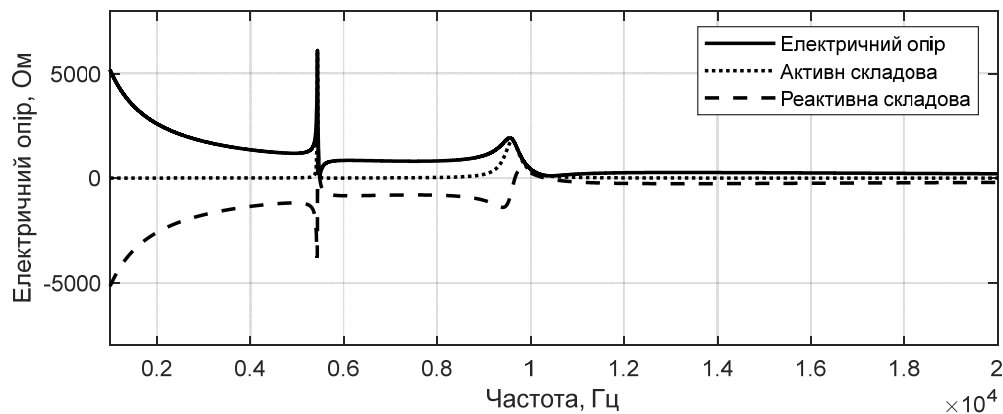


в)

Рис.4.26 Частотні залежності вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при $r_0 = 0,068\text{ м}$, $h = 0,012\text{ м}$, $l_{\text{оо}'} = r_2 - a_0 - 0,003\text{ м}$, $a_0 = 0,2r_0$ (а); $0,5r_0$ (б); $0,9r_0$ (в).



а)



б)

Рис 4.27 Частотні залежності вхідних електричних опорів екранованого випромінювача при $r_0 = 0,068\text{ м}$, $h = 0,012\text{ м}$, $a_0 = 0,2r_0$, $l_{\text{оо}'} = 2a_0$ (а); 0(б).

Висновки до розділу 4

Виконані дослідження пов'язані із встановленням якісних і кількісних властивостей електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами з урахуванням зв'язаності електричних, механічних і акустичних полів при перетворенні енергії, взаємодії елементів випромінювача по акустичному полю та взаємодії процесів перетворення енергії і її формування в оточуючих середовищах. Ці властивості визначені в залежності від : розмірів п'єзокерамічної оболонки; розмірів акустичного екрану; відстані між оболонкою та екраном ; складу застосованої в конструкції п'єзокераміки; фізичних характеристик рідини заповнення внутрішнього об'єму випромінювача.

Визначені аналітичні співвідношення для розрахунків електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми екранами.

Встановлені якісні і кількісні впливи названих вище конструкційних параметрів екранованих випромінювачів на такі характеристики їх електричних полів як частотні залежності їх струмів та вхідних електричних опорів. Показано, що повний струм збудження випромінювача має дві складові ємнісну і динамічну. В більшості випадків закономірності змін повного струму в широкому діапазоні досліджуваних частот визначаються закономірностями частотних змін динамічної

складової електричного струму. Саме динамічна складова електричного струму характеризує ефективність електромеханічного перетворення енергії. Оскільки при радіальній симетрії збуджуючої електричної напруги енергія електричного поля «закачується» в механічне поле лише на нульовій його моді, то зміни в цій моді, пов'язані із виникненням в акустичному полі стоячих хвиль на нульовій моді та мод коливань, наступних за нульовою, яким вона віддає частину своєї енергії, суттєво змінюють частотні залежності збуджуючого електричного струму. Це є результатом значної зв'язаності електричного і механічного полів екранованого випромінювача. Через дослідження вхідних електричних опорів екранованого випромінювача встановлена спроможність його електричного поля сприйняти електричну енергію від збуджуючого випромінювач генератора. Визначені закономірності частотних залежностей активного, реактивного і повного вхідних електричних опорів екранованого випромінювача. Встановлені умови, при яких активний вхідний опір може мати від'ємні значення, а реактивний опір змінювати ємнісний характер на індуктивний.

ВИСНОВКИ

Основні результати дисертаційної роботи виглядають наступним чином.

1. В рамках задач стаціонарної гідроелектропружності запропоновані розрахункові моделі кругових циліндричних гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішніми акустичними екранами, які дозволяють одержати кількісні значення параметрів випромінювачів з урахуванням взаємодії основних фізичних процесів, що обумовлюють випромінювання звуку, та конструктивних характеристик випромінювачів.

2. Вперше одержані аналітичні співвідношення для визначення електричних, механічних та акустичних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з внутрішнім асиметрично розміщеним акустично м'яким екраном. Ці співвідношення є результатом розв'язку методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях наскрізних задач випромінювання звуку досліджуваними випромінювачами з урахуванням зв'язаності електричних, механічних і акустичних подів при перетворенні енергії зв'язаності акустичних полів п'єзокерамічної оболонки і екрану при формуванні акустичного поля випромінювача і зв'язаності процесів перетворення енергії та її формування в оточуючих середовищах.

3. Вперше з єдиних методичних позицій систематизовано досліджені властивості, якісні та кількісні закономірності змін електричних, механічних та акустичних полів випромінювачів з внутрішніми екранами в залежності від розмірів оболонок та екранів, місця розміщення екранів, складів та типу поляризації п'єзокерамічних оболонок та фізичних характеристик рідини у внутрішньому об'ємі випромінювачів.

4. Систематизовані дослідження фізичних властивостей полів випромінювачів з внутрішніми екранами дозволили вперше встановити:

в частині механічного поля: набуття властивості багатомодовості коливань. Ця властивість обумовлена двома фізичними факторами появою стоячих хвиль нульової моди коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача у його внутрішньому об'ємі при радіально симетричному електричному збудженні оболонки і появою наступних за нульовою мод коливань цієї оболонки внаслідок

втрати випромінювачем з екраном радіальної симетрії його побудови, а відтак і акустичного навантаження оболонки випромінювача та ефективного перерозподілу енергії нульової моди, на якій енергія електричного поля оболонки «закачується» в її механічне поле, між всіма заново генерованими модами;

в частині акустичного поля: збагачення спектру власних частот екранованого випромінювача та значне розширення його спектру в область низьких частот без зміни розмірів випромінювача. Визначено, що при цьому основний вклад вносять власні резонансні частоти внутрішнього об'єму випромінювача, збуджені нульовою модою коливань його п'єзокерамічної оболонки. Низькочастотні резонанси випромінювача мають частоти в $5\div 7$ разів менші від власної частоти його п'єзокерамічної оболонки;

в частині електричного поля: закономірності змін динамічної складової та повного електрично струму екранованого випромінювача в різних частотних діапазонах та управління повним струмом в цих діапазонах його ємнісною або динамічною складовими; закономірності частотних залежностей активного, реактивного та повного входних електричних опорів випромінювача, визначення умов, при яких активний опір приймає від'ємні значення, а реактивний змінює ємнісний характер на індуктивний.

5. Експериментальним шляхом підтверджена адекватність запропонованих розрахункових моделей та отриманих чисельних результатів реальним циліндричним п'єзокерамічним випромінювачам з внутрішнім екранами.

6. Отримані теоретичні результати мають практичне значення. Воно включає:

широкі можливості пошуку при виконанні проектних робіт раціональних схем побудови конструкцій екранованих випромінювачів в залежності від висунутих до них вимог завдяки встановленню аналітичних залежностей між параметрами фізичних полів випромінювачів і характеристиками конструкцій випромінювачів;

можливості використання ефективного резонансного випромінювання сигналів на значно нижчих порівняно з резонансною частотою п'єзокерамічної оболонки випромінювача без зміни розмірів останнього;

визначення умов ефективного узгодження екранованих випромінювачів з електронними генераторами, що збуджують їх.

Результати дисертації впроваджені в Державному підприємстві «Київський НДІ гідроприладів», що підтверджено відповідним актом.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Акустичні антени / В. С. Дідковський, С. М. Порошин, О. В. Коржик [та ін.]. – К. : НТУУ «КПІ», 2014 р. – 244 с.
2. Акустика. Справочник / под ред. М. А. Сапожкова. – М. : Радио и связь, 1989. – 336 с.
3. Аронов Б. С. Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики / Б. С. Аронов. – Л. : Энергоатомиздат, 1990. – 272 с.
4. Аронов Б. С. О расчете пьезокерамических приемников первого порядка / Б. С. Аронов // Акустический журнал. – 1988. – Т.24. №5 – С. 804-810.
5. Aronov B. Analysis of the piezoelectric properties of tangentially polarized, stripe-electroded cylinders / B. Aronov, C. Bachand, D. A. Brown // J. Acoust. Soc. Amer. – 2011 – Vol.129 – №1 – P. 2960-2967.
6. Aronov B. Analysis of unidirectional broadband piezoelectric spherical shell transducers for underwater acoustics / B. Aronov, D. A. Brown, Xiang Yan // J. Acoust. Soc. Amer. – 2012 – Vol.131 – №3 – P. 2079-2090.
7. Aronov B. Coupled vibration analysis of the thin-walled cylindrical piezoelectric ceramic transducers / B. Aronov // J. Acoust. Soc. Amer. – 2009 – Vol.125 – №2 – P. 803-818.
8. Aronov B. Experimental investigation of coupled vibrations in piezoelectric cylindrical shells / B. Aronov, D. A. Brown, S. Regmi // J. Acoust. Soc. Amer. – 2006 – Vol.120 – №3 – P. 1374-1380.
9. Aronov B. Piezoelectric circular ring flexural transducers / B. Aronov // J. Acoust. Soc. Amer. – 2013 – Vol.134 – №2 – P. 1021-1030.
10. Бабаев А. Э. Нестационарные колебания тонкостенного цилиндрического пьезовибратора в жидкости при неосесимметричном электрическом возбуждении / А. Э. Бабаев, Л. М. Бут, В. Г. Савин // Прикладная механика. – 1990. – Т.26. – С. 59-67.

11. Babaev A. E. Influence of an oscillating circuit on the radiation of transient acoustic waves by an electroelastic cylinder // A. E. Babaev, A. A. Babaev, I. V. Yanchevskiy // J. Acoust. Soc. Amer. – 2010 – Vol.127 – №4 – P. 2282-2289.
12. Басовский В. Г. Излучение звука конечной решеткой из открытых пьезокерамических колец / В. Г. Басовский // Акустический весник. – 1998. – Т.1. №2. – С. 3-20.
13. Бейтмен Г. Высшие трансцендентные функции. Т.2. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены / Г. Бейтмен, А. Эрдейи [пер. с англ. Н. Я. Виленина]. – М. : Наука, 1966. – 295 с.
14. Берлинкур Д. Пьезоэлектрические и пьезомагнитные материалы и их применение в преобразователях / Д. Берлинкур, Д. Керран, Г. Жаффе // Физическая акустика в 7 т., М. : Мир, 1966. – Т.1. – Часть А – С. 204-326.
15. Борисейко В. А. Соотношения электроупругости для цилиндрических оболочек вращения / В. А. Борисейко, В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко // Прикладная механика. – 1976. – Т.12. №2 – С. 26-33.
16. Butler J. L. A tri-modal directional transducer / J. L. Butler, A. L. Butler, J. A. Rice // J. Acoust. Soc. Amer. – 2004 – Vol.115 – №2 – P. 658-665.
17. Ватсон Г. Н. Теория Бесселевых функций. Ч.1. / Г.Н. Ватсон [пер. со 2-го англ. Изд. В. С. Бермана]. – М. : Издательство иностранной литературы, 1949. – 798 с.
18. Визначення електричної напруги на навантаженні прийомного сферичного електропружного перетворювача, який заповнено акустичним середовищем (постановка і загальний розв'язок) / Д. Д. Новак, О. В. Коржик, О. М. Петрищев, Ю. В. Губинець // Системи обробки інформації. – 2014. – №7 – С. 49-56.
19. Вовк И. В. Звуковое поле бесконечного кругового цилиндрического преобразователя, частично покрытого слоем акустически мягкого материала / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко, В. И. Маяцкий // Акустический журнал. – 1972 – Т.18, – №3 – С. 365-369.

20. Вовк И. В. Излучение звука цилиндром, охваченным незамкнутым кольцевым соем / И. В. Вовк // Акустический журнал. – 1980 – Т.26, №3 – С. 364-370.
21. Вовк И. В. Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1991 – Т.37 – №2 – С. 259-269.
22. Вовк И. В. О расширении возможностей метода частичных областей применительно к задачам излучения и рассеяния волн / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1989 – Т.35 – №1 – С. 29-36.
23. Вовк И. В. К вопросу о направленности цилиндрического излучателя, частично покрытого слоем экранирующего материала / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1975. – Т.21. №2 – С. 294-296.
24. Габидулин Г. С. Антенные устройства гидроакустических средств и их элементы / Г. С. Габидулин, А. М. Тюрин, В. И. Нестеренко. – Л. : ВМА, 1982. – 364 с.
25. Глазанов В. Е. Экранирование гидроакустических антенн / В. Е. Глазанов. – Л. : Судостроение, 1986. – 148 с. (Б-ка инженера гидроакустика).
26. Гольденвейзер А. Л. Теория упругих тонких оболочек / А. Л. Гольденвейзер. – М. : Наука, 1976. – 512 с.
27. Гринченко В. Т. Волновые задачи акустики: монография / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк, В. Т. Мацыпура. – К. : Интерсервис, 2013. – 572 с.
28. Гринченко В. Т. Теоретические основы акустики: учебное пособие / В. Т. Гринченко, В. С. Дидковский, В. Т. Мацыпура. – К. : ИЗМН, 1998. – 376 с.
29. Гринченко В. Т. Основы акустики (учебное пособие) / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк, В. Т. Мацыпура – К. : Наукова думка, 2009. – 867 с.
30. Гринченко В. Т. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк. – К. : Наукова думка, 1986. – 240 с.
31. Гринченко В. Т. Звуковое поле экранированного кругового цилиндра / В. Т. Гринченко, С. А. Лунева // Акустический журнал. – 1980 – Т.26, – №3 – С. 462-466.

32. Гузь А. Н. Гидроупругость систем оболочек / А. Н. Гузь, В. Д. Кубенко, А. Э. Бабаев. – К. : Высшая школа, 1984. – 206 с.
33. Гусак З. Т. Физические поля гидроакустической антенны, состоящей из уголкового рупора и пьезокерамического излучателя с окружной поляризацией / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Электроника и связь. – 2014. – Т.19. №1 – С. 102-108.
34. Гусак З. Т. Поле излучения уголковой рупорной антенны с пьезокерамическим преобразователем с радиальной поляризацией / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Электроника и связь. – 2014. – Т.19. №2 – С. 75-81.
35. Гусак З. Т. О частотных характеристиках электрических полей цилиндрической пьезокерамической антенны с экраном в виде незамкнутого кольцевого слоя / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Журнал нано- та електронної фізики. – 2016. – Т.8. №1, 01029 – с. 1-6.
36. Гусак. З. Т. Свойства механических полей экранированных гидроакустических излучателей компенсированной конструкции в зависимости от параметров экрана / З. Т. Гусак // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2015. – 2015. – С. 72-77.
37. Дідковський В. С. Електроакустичні п'єзокерамічні перетворювачі (розрахунок, проектування, конструювання). Навчальний посібник / В. С. Дідковський, О. Г. Лейко, В. Г. Савін. – Кіровоград : «Імекс-ЛТД», 2006. – 448 с.
38. Дідковський В. С. Особливості конструювання електроакустичних антен для рідинних акустичних технологій / В. С. Дідковський, О. Г. Лейко, І. В. Денисенко, І. В. Кандрачук // Електроніка та зв'язок. – 2011. – №2 – С. 140-145.
39. Дерепя А.В., Аверичев И.В., Лейко О.Г., Кизима Д.М., Святненко А.О. «Свойства цилиндрических гидроакустических преобразователей с внутренними податливыми экранами»,// Озброєння та військова техніка, №4, с.40-46, 2018.

40. Дерепя А.В., Лейко О.Г., Святненко А.О. «Система « Гідроакустична станція-надводний корабель» з розділеними активною та пасивною антенами змінної глибини» Патент на корисну модель №108798, 25.07.2016.
41. Дерепя А.В., Лейко О.Г., Фалеев І.М., Святненко А.О. «Активна система «Гідроакустична станція-надводний корабель» з лінійними антенами змінної глибини» Патент на корисну модель №108798, 24.06.2016.
42. А.В. Дерепя, О.Г.Лейко, О.І. Дрозденко, А.О.Святненко. Механічна міцність гідроакустичних циліндричних випромінювачів з внутрішніми екранами.// Озброєння та військова техніка, №4, с.40-46, 2018.
43. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах / Е. А. Иванов. – Минск : Наука и техника, 1968. – 584 с.
44. Иофе В. К. Электроакустика / В. К. Иофе. – М. : Связьиздат, 1954. – 184 с.
45. Исакович М. А. Общая акустика / М. А. Исакович. – М. : Наука, 1973. – 496 с.
46. Канторович Л. В. Приближенные методы высшего анализа / Л. В. Канторович, В. И. Крылов. – Л. : Физматлит, 1962. – 708 с.
47. Клей К. Акустическая океанография: Пер. с англ. / Под ред. Ю. Ю. Житковского. – М. : Мир, 1980. – 582 с.
48. Клещеев А. А. Основы гидроакустики / А. А. Клещеев, И. И. Клюкин. – Л. : Судостроение, 1987. – 224 с.
49. Климов А. Е. Дифракция звуковых волн на системе цилиндров, расположенных в незамкнутых кольцевых слоях / А. Е. Климов, А. Г. Лейко // Акустический журнал. – 1979. – Т.25, №5. – С. 717-724.
50. Климов А. Е. Дифракция звуковых волн на резонансном цилиндрическом преобразователе, частично покрытым звукоотражающим слоем конечной толщины / А. Е. Климов, А. Г. Лейко // Материалы IX Всесоюзной Акустической конференции. Сб. докладов, М. : АКИН, 1977, секция 2. – С. 33-39.
51. Клюкин И. И. Звук и море / И. И. Клюкин. – Л. : Судостроение, 1974. – 240 с.
52. Колесников А. Е. Акустические измерения / А. Е. Колесников. – Л. : Судостроение, 1983. – 256 с.

53. Конструювання електроакустичних приладів і систем для мультимедійних акустичних технологій. Навчальний посібник / В. С. Дідковський, С. М. Порошин, О. Г. Лейко [та ін.]. – К. : НТУУ "КПІ", 2013. – 390 с.
54. Коржик А. В. Амплитудно-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности / А. В. Коржик // Акустичний вісник. – 2009 – Т. 12, – №3 – С. 33-40.
55. Коржик А. В. Гидроакустические устройства на основе многомодовых пьезокерамических преобразователей: дис....доктора техн. наук : 05.09.08 / Алексей Владимирович Коржик. – К. 2011. – 385 с.
56. Коржик А. В. Фазо-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности / А. В. Коржик // Акустичний вісник. – 2009 – Т. 12, – №4 – С. 29-33.
57. Коржик А. В. Особенности импедансных характеристик цилиндрического излучателя нулевого порядка, размещенного в замкнутом кольцевом слое / А. В. Коржик // Электроника и связь. – 2013 – №3. – С. 49-55.
58. Коржик А. В. Исследование электромеханических характеристик излучающего цилиндрического пьезокерамического преобразователя с полностью электродированной поверхностью, расположенного в замкнутом кольцевом слое / А. В. Коржик, Т. С. Куроедова, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2013 – №1 – С. 102-109.
59. Коржик О. В. До визначення граничних умов в постановках задач прийому звуку сферичним електропружним перетворювачем з розрізними електродами / О. В. Коржик // Электроника и связь. – 2013. – №2 – С. 97-103.
60. Коржик А. В. Электромеханические характеристики приемного цилиндрического преобразователя размещенного в кольцевом слое / А. В. Коржик, В. П. Овсяник, Е. В. Попсуй, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2013 – №2 – С. 109-114.

61. Коржик А. В. Расчет частотной характеристики сферического монолитного пьезокерамического гидрофона / А. В. Коржик, О. Н. Петрищев // Электроника и связь. – 2014. – №3 – С. 73-87.
62. Коржик О. В. Випромінення звуку циліндричним електропружним джерелом нульового порядку, яке розміщено в замкненому пружному шарі / О. В. Коржик // Електроніка та зв'язок. – 2012. – №5 – С. 30-35.
63. Корякин Ю. А. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы / Ю. А. Корякин, С. А. Смирнов, Г. В. Яковлев. – СПб. : Наука, 2004. – 410 с.
64. А.Г. Лейко, А.О. Святненко « Про фізичні поля плоских гідроакустичних антен, утворених з циліндричних пьезокермічних випромінювачів з жорсткими екранами у внутрішній порожнині», //Електроника и связь, №6,с.44-50, 2016.
65. А.Г. Лейко, А.О. Святненко « Про фізичні поля плоских гідроакустичних антен, утворених з циліндричних пьезокермічних випромінювачів з жорсткими екранами у внутрішній порожнині», //Електроника и связь, №6,с.44-50, 2016.
66. Лейко А.Г., Кандрачук И.В., Святненко А.О. Особенности электромеханоакустического преобразования энергии цилиндрическими пьезокерамическими излучателями с внутренними экранами в составе плоских систем.// Приборы и методы измерений.2018;9(1):85-95.(Web of Science).
67. Лейко А. Г. Акустические свойства цилиндрической пьезокерамической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости / А. Г. Лейко, З. Т. Гусак, И. В. Кандрачук, М. А. Мельниченко // Электроника и связь. – 2015. – Т.20. №2 – С. 71-78.
68. Лейко А. Г. Механические поля цилиндрической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости / А. Г. Лейко, З. Т. Гусак // Электроника и связь. – 2015. – Т.20. №3 – С. 87-93.
69. Лейко А. Г. Подводные акустическая аппаратура и устройства. Т.1. Подводные акустические антенны / А. Г. Лейко, Ю. Е. Шамарин, В. П. Ткаченко. – К. : Аванпостприм, 2000. – 320 с.

70. Лейко А. Г. Звуковые поля пьезокерамических излучателей с различным пьезоэффектом / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. И. Старовойт // Электроника и связь. – 2013 – №5 – С. 50-55.
71. Лейко А. Г. Акустические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с продольным и поперечным пьезоэффектами / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. И. Старовойт // Электроника и связь. – 2013 – №6 – С. 62-73.
72. Лейко А. Г. Звуковое поле бесконечной круговой цилиндрической решетки с зазорами / А. Г. Лейко // Акустический журнал. – 1978. – Т.24, №6. – С. 936-939.
73. Ляв А. Математическая теория упругости / А. Ляв, М. : 1935. – 674 с.
74. Мезон У. П. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований / У. П. Мезон. – М. : Мир, 1966. – 589 с.
75. Механика связанных полей в элементах конструкций. Т.5. Электроупругость / В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко, Н. А. Шульга ; Отв. ред. А. Н. Гузь; АН УССР. Ин-т механики. – К. :Наукова думка, 1989 – 280с
76. Modal analysis of the electromechanical conversion in piezoelectric ceramic spherical shells / B. Aronov, D. A. Brown, Xiang Yan, C. L. Bechand // J. Acoust. Soc. Amer. – 2011 – Vol.130 – №2 – P. 753-763.
77. Novikov B. K. Nonlinear underwater acoustics / B. K. Novikov, V. I. Rudenko, V. I. Timoshenko. – New York : AIP-Press, 1987. – 262 p.
78. Oishi T. Broadband multimode baffled piezoelectric cylindrical shell transducers / T. Oishi, B. Aronov, D. A. Brown // J. Acoust. Soc. Amer. – 2007 – Vol.121 – №6 – P. 3465-3471.
79. ОСТ5.8361-86. Аппаратура гидроакустическая. Антенны и преобразователи. Методы измерения электроакустических параметров в измерительных бассейнах. – 1986. – 168 с.
80. Патент України №100428 МПК (2006) G01S 7/52. Активно-пасивна система «Гідроакустична станція – надводний корабель» / Д. А. Дерепя, О. Г. Лейко,

- І. М. Фалєєв, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500944 ;
заявл. 06.02.2015 ; опубл. 27.07.2015, бюл. № 14.
81. Патент України №99634 МПК (2006) G01S 7/52. Направлений циліндричний гідроакустичний перетворювач / Д. А. Дереп, О. Г. Лейко, А. О. Куцак, А. М. Кацан, О. С. Ісаєнко, О. М. Коньок, О. О. Кочарян, В. В. Джаназян, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500697 ; заявл. 28.01.2015 ; опубл. 10.06.2015, бюл. № 11.
82. Патент України №99064 МПК (2006) G01S 7/52. Циліндричний гідроакустичний перетворювач / Д. А. Дереп, О. Г. Лейко, А. В. Косяковський, О. О. Расстригін, С. М. Розгонаєв, І. В. Аверічев, Ю. Я. Меленко, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500253 ; заявл. 14.01.2015 ; опубл. 12.05.2015, бюл. № 9.
83. Патент Украины №6210 МПК (2006) G01R 29/00. Трехдиапазонный способ определения физико-механических констант пьезокерамических материалов / В. С. Дидковский, О. Н. Петрищев, А. Н. Шаблатович. – № 20041109024 ; заявл. 04.11.2004 ; опубл. 15.04.2005, бюл. № 4.
84. Pathak A. G. Acoustic harmonic radiation from fluid-loaded infinite elastic plates used elasticity theory / A. G. Pathak, P. R. Stepanishen // J. Acoust. Soc. Amer. – 1993 – Vol.94 – №1 – P. 1700-1709.
85. Подводная электроакустическая аппаратура и устройства. Т.2. Технология акустических антенн. Методы изготовления с применением электрофизических приемов обработки / Ю. Е. Шамарин, А. Г. Лейко, А. Ю. Шамарин, В. П. Ткаченко. – К. : Аванпостприм, 2001. – 256 с.
86. Петрищев О. Н. Гармонические колебания пьезокерамических элементов. Часть 1. Гармонические колебания пьезокерамических элементов в вакууме и метод резонанса – антирезонанса / О. Н. Петрищев. – К. : «АВЕРС», 2012. – 299 с.
87. Петрищев О. Н. Осесимметричные колебания цилиндрической пьезокерамической оболочки конечной высоты / О. Н. Петрищев,

- А. В. Коржик, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2011. – №6 – С. 33-39.
88. Подводные электроакустические преобразователи. Справочник / [В. В. Богородский, Л. А. Зубарев, Е. А. Коренин, В. И. Якушев] – Л. : Судостроение, 1983. – 248 с.
89. Плєскач М. Г. Випромінєння звуку циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем, розміщеним в шарі звукопрозорого матеріалу / М. Г. Плєскач, О. Г. Лєйко // Електроніка та зв'язок. – 2010. – Т.57. №4 – С. 175-179.
90. Пьезоэлектрические трансформаторы и датчики / В. М. Шарапов, И. Г. Минаев, Ж. В. Сотула, К. В. Базило, Л. Г. Куницкая. – Черкассы: Вертикаль, 2010. – 278 с.
91. Радиальные колебания цилиндрической пьезокерамической оболочки / В. С. Дидковский, А. Е. Климов, А. Г. Лєйко, О. Н. Петрищев // Электроника и связь. – 2009 – №6 – С. 31-40.
92. Radlinski R. P. Analysis of Scattering From Large Planar Gratings of Compilant Cylindrical Shells / R. P. Radlinski, G. A. Brigham, J. J. Libucha // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977 – Vol.61 – №1 – P. 48-59.
93. Radlinski R. P. Radiations Patterns and Radiations Impedances of a Pulsating Cylinder Surrounded by Circular Cage of Parallel Cylindrical Rods / R. P. Radlinski, T. I. Meyers // J. Acoust. Soc. Amer. – 1974 – Vol.56 – №3 – P. 842-848.
94. Ржевекин С. Н. Курс лекций по теории звука / С. Н. Ржевекин. – М. : Изд. МГУ, 1960. – 336 с.
95. Рєго Г. К. Мєтрологическая обработка результатов технических измерений / Г. К. Рєго. – К. : Техника, 1987. –126 с.
96. Rogers P. H. Mathematical model for a free-flooded piezoelectric cylinder transducer / P. H. Rogers // J. Acoust. Soc. Amer. – 1986 – Vol.80 – №1 – P. 13-18.
97. Савин В. Г. Уравнения движения тонкостенных цилиндрических пьезокерамических преобразователей с окружной поляризацией / В. Г. Савин,

- Ю. А. Дидусенко // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2011. – К. : ИГМ НАНУ, 2011. – С. 230–235.
98. Савин В.Г. Прямая и обратная задачи излучения акустических импульсов цилиндрическим пьезокерамическим преобразователем / В. Г. Савин, Ж. В. Сотула, Н. И. Штефан // *Механіка гідроскопічних систем*. – 2012 – №25 – С. 94-102.
99. Савин В. Г. Преобразование акустических импульсов в электрические цилиндрической пьезокерамической оболочкой / В. Г. Савин // *Акустический журнал*. – 1992 – Т.38 – №1 – С. 144-149.
100. Савин В. Г. Уравнения колебаний пьезокерамических сферических и цилиндрических оболочек / В. Г. Савин, И. О. Моргун // *Інформаційні системи, механіка та керування : науково-технічний збірник*. – 2010. – №5. – С. 85–96.
101. Свердлин Г. М. Гидроакустические преобразователи и антенны / Г. М. Свердлин. – Л. : Судостроение, 1980. – 228 с.
102. Свердлин Г. М. Прикладная гидроакустика: Учеб. Пособие (2-е изд., перераб. и доп.) / Г. М. Свердлин. – Л. : Судостроение, 1990. – 320 с.
103. Святненко А.О. «КОНСОНАНС 2017» Тези доповідей акустичного симпозиуму. *«О физических полях плоских систем, образованных из цилиндрических пьезокерамических преобразователей с внутренними экраном»*, С. 130-133, Київ, 2017.
104. Святненко А.О. «Електроніка 2018». Тези доповідей на ХІ міжнародній науково-технічній конференції молодих вчених. *«Фізичні Поля Циліндричного П'єзокерамічного Випромінювача з Внутрішнім М'яким Екраном»*, С. 31-37, Київ, 2018.
105. Святненко А.О., Нижник О. І., Гладкіх Н. Д., Маслов Д. С., Гусак З. Т., Старовойт Я. І., "Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки". Тези доповідей на VI науково-технічній конференції, *«Станція пошуку плавців-диверсантів»*, Київ, 2015.

106. Сенченко И. В. Закономерности колебаний пьезокерамических оболочек с учетом взаимодействия с окружающей средой: дис....канд. техн. наук : 01.02.04 / Иван Васильевич Сенченко. – К. 1986. – 129 с.
107. Сенченко И. В. Рассеяние звука пьезокерамической цилиндрической оболочкой вблизи жесткой поверхности / И. В. Сенченко // Прикладная механика. – 1984. – Т.20. №7 – С. 111-114.
108. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы / Е. Скучик. – М. : Мир, 1971. – 560 с.
109. Смаришев М. Д. Направленность гидроакустических антенн / М. Д. Смаришев. – Л.: Судостроение, 1973. – 278 с.
110. Смаришев М. Д. Справочник по расчету направленных свойств гидроакустических антенн / М. Д. Смаришев, Ю. Ю. Добровольский. – Л. : Судостроение, 1984. – 304 с.
111. Сокол Г. И. Анализ проблем направленности акустического излучения на инфразвуковых частотах / Г. И. Сокол // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2009. – 2009. – С. 304-309.
112. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.1 / Под ред. Ю. В. Корицкого и др. – 3-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 368 с.
113. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.2 / Под ред. Ю. В. Корицкого и др. – 3-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 368 с.
114. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.3 / Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. – 3-е изд., перераб. – Л. : Энергоатомиздат, 1988. – 728 с.
115. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т.1 / Дж. В. Стретт. – М. : Гостехиздат, 1955. – 503 с.
116. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т.2 / Дж. В. Стретт. – М. : Гостехиздат, 1955. – 475 с.

117. Харкевич А. А. Теория преобразователей / А. А. Харкевич. – М. : Госэнергоиздат, 1948. – 191 с.
118. Шарапов В. М. Пьезоэлектрические датчики / В. М. Шарапов, М. П. Мусиенко, Е. В. Шарапова. – М. : Техносфера, 2006. – 632 с.
119. Шейнман И. Л. Звукопрозрачность обтекателей гидроакустических антенн / И. Л. Шейнман, Л. Е. Шейнман, Е. А. Шендеров. – СПб. : Технолит, 2008. – 322 с.
120. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики / Е. Л. Шендеров. – Л. : Судостроение, 1972. – 352 с.
121. Шендеров Е. Л. Излучение и рассеяние звука / Е. Л. Шендеров. – Л. : Судостроение, 1989. – 304 с. (Б-ка инженера-гидроакустика)
122. Sherman C. H. Transducers and Arrays for Underwater Sound / C. H. Sherman, J. L. Butler. – New York : Springer, 2007. – 610 p.
123. Тамм И. Е. Основы теории электричества: Учеб. пособие для вузов (10-е изд., испр.) / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1989. – 504 с.
124. Терминологический словарь – справочник по гидроакустике / Р. Х. Бальян, Э. В. Батаногов, А. В. Богородский и др. – Л. : Судостроение, 1989. – 368 с.
125. Филиппова Н. Ю. Закономерности формирования акустических полей приемного цилиндрического пьезокерамического преобразователя, расположенного в кольцевом слое / Н. Ю. Филиппова, Е. В. Попсуй, А. В. Коржик // Электроника и связь. – 2012. – №6 – С. 42-48.
126. Филиппова Н. Ю. Постановка и решение задачи о приеме звука экранированным цилиндрическим электроупругим преобразователем с разрезными электродами / Н. Ю. Филиппова // Системи обробки інформації. – 2013. – №6 – С. 146-152.
127. Филиппова Н. Ю. Постановка и решение задачи излучения звука многомодовым пьезоэлектрическим преобразователем, размещенном в замкнутом кольцевом слое / Н. Ю. Филиппова // Вестник Забайкальского государственного университета. – 2014. – №1 – С. 74-82.

128. Филиппова Н. Ю. Прием и излучение звука цилиндрическим электроупругим преобразователем с согласующим слоем: дис.... канд. техн. наук : 05.09.08 / Наталья Юрьевна Филиппова. – К., 2015. – 157 с.

Додаток 1
Акт впровадження

Державний концерн
УКРОБОРОНПРОМ
Державне підприємство
«Київський науково-дослідний
Інститут
ГІДРОПРИЛАДІВ»



The State Concern
UKROBORONPROM
State Enterprise
«Kyiv Scientific Research
Institute
OF HYDRODEVICES»

Україна, 03035, Київ, вул. Сурікова, 3
Тел. (380-44) 239-90-18,
факс (380-44) 239-90-17
e-mail: office@hydrodevices.kiev.ua
ryba@ukrpack.net
WWW.HYDRODEVICES.KIEV.UA

3, Surikova str., Kyiv, 03035, Ukraine
Tel.: (380-44) 239-90-18,
fax: (380-44) 239-90-17
e-mail: office@hydrodevices.kiev.ua
ryba@ukrpack.net
WWW.HYDRODEVICES.KIEV.UA

24.10.18 № 336/25
на № _____ від _____

ЗАТВЕРДЖУЮ

Заступник директора
з наукової роботи
ДП «КНДІ Гідропріладів»
Ковальчук К.В.
«_____» _____ 2018 р.



Акт впровадження

результатів дисертаційної роботи Святненка Андрія Олеговича на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.09.08. – Прикладна акустика та звукотехніка.

Результати досліджень, викладені в кандидатській дисертації Святненка Андрія Олеговича, використані:

- при виконанні розрахунків звукових полів циліндричних перетворювачів по контракту №15DMAC/YZD589UA від 28.08.2015 р. з КНП;

Головний конструктор контракту
№15DMAC/YZD589UA

В.С. Коцюба